

# Auswirkungen der säkularen Änderung des erdmagnetischen Hauptfeldes auf Form und Lage der Magnetosphäre und die Stärke der erdmagnetischen Aktivität

Siebert, Manfred

Veröffentlicht in:  
Abhandlungen der Braunschweigischen  
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 27, 1977,  
S.281-310



Verlag Erich Goltze KG, Göttingen

## Auswirkungen der säkularen Änderung des erdmagnetischen Hauptfeldes auf Form und Lage der Magnetosphäre und die Stärke der erdmagnetischen Aktivität

Von Manfred Siebert

**Zusammenfassung:** Aus der Behandlung eines einfachen Modells folgt, daß die geozentrische Entfernung des subsolaren Punktes und der Schweifradius im wesentlichen Funktionen von  $M/v$  sind ( $M$  = Stärke des erdmagnetischen Dipolmomentes,  $v$  = Geschwindigkeit des solaren Windes vor dem Durchgang durch die Stoßwelle vor der Magnetopause), wobei der Schweifradius noch zusätzlich vom Öffnungswinkel des Polarlichtovals abhängt. Aus bekannten Ergebnissen über statistische Zusammenhänge mit der erdmagnetischen Aktivität bei der Einwirkung des solaren Windes auf die Magnetosphäre bei konstantem  $M$  kann auf die Auswirkungen der säkularen Änderung von  $M$  bei gleichbleibender Geschwindigkeitsverteilung des solaren Windes geschlossen werden (Reziprokengesetz). Es ergibt sich, daß bei nicht zu starken Änderungen von  $v$  bzw.  $M$  (bis zum Faktor 2) der Schweifradius näherungsweise konstant bleibt; d. h. die Magnetosphäre behält ihre Form, verschiebt sich aber in solar-antisolarer Richtung.

Die derzeitige Abnahme von  $M$  führt in den Maßzahlen  $A_p$  und  $A_a$  der erdmagnetischen Aktivität auf eine Zunahme von etwa 3 Einheiten im Jahrhundert. Eine entsprechende Analyse der mehr als 100jährigen Zeitreihe der  $A_a$  bestätigt das theoretische Ergebnis. Auf der Grundlage der paläo- und archäomagnetischen Befunde über Schwankungen von  $M$  in den letzten  $10^4$  Jahren werden die Auswirkungen auf das Langzeitverhalten von  $A_p$  abgeschätzt. Danach scheinen säkulare Änderungen der erdmagnetischen Aktivität möglich zu sein, die die bisher bekannten, von der Sonne verursachten Schwankungen der Jahresmittel von  $A_p$  in einem Fleckenzyklus bei weitem übersteigen.

**Abstract:** It follows from an elementary model that geocentric distance of the sub-solar point and tail radius are primarily functions of  $M/v$  ( $M$  = intensity of the geomagnetic dipole moment,  $v$  = bulk velocity of the solar wind before crossing the bow shock in front of the magnetosphere); moreover, the tail radius depends on the aperture angle of the polar oval. Using well-known results on statistical relationships with geomagnetic activity relating to the solar-wind impact on the magnetosphere when  $M$  is constant, the effect of the secular change of  $M$  can be deduced by assuming a steady velocity distribution of the solar wind (reciprocity rule). One result is that the tail radius remains approximately constant if  $v$  and  $M$  resp. change moderately (say by less than a factor of two). This means that the magnetosphere does not change its shape but is shifting in the solar-antisolar direction.

The actual decrease of  $M$  leads to an increase of geomagnetic activity by about 3 units per century as measured by the activity indices  $A_p$  and  $A_a$ . The corresponding analysis of the over-hundred-year series of  $A_a$  confirms the theoretical result. The behaviour of  $A_p$  due to the fluctuation of  $M$  within the last  $10^4$  years is estimated according to the known paleomagnetic and archeomagnetic data on  $M$ . Therefrom, secular changes of the geomagnetic activity seem to be possible which much exceed the well-known fluctuations of the annual means of  $A_p$  as they are caused by the sun during a sunspot cycle.

Das Thema dieser Untersuchung verknüpft drei Begriffe aus dem Bereich des Erdmagnetismus. Eine einführende Darstellung der drei damit bezeichneten Phänomene wird der eigentlichen Behandlung des Themas vorausgeschickt.

#### A) Das erdmagnetische Hauptfeld \*)

Das erdmagnetische Hauptfeld ist das aus dem Erdinnern stammende Magnetfeld der Erde. Diese Aussage ist nicht so trivial, wie sie sich heute anhört. Als William Gilbert in seinem berühmten Buch „De Magnete“ aus dem Jahre 1600 auf Grund von Analogieschlüssen aus Messungen an einer Kugel aus Magneteisenstein zu der Feststellung kam: „Magnus magnes ipse est globus terrestris“, entsprach dies durchaus nicht der Ansicht seiner Zeitgenossen; und den mathematisch strengen Beweis für die Richtigkeit der These Gilberts erbrachte erst Carl Friedrich Gauß in seiner Abhandlung „Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus“ aus dem Jahre 1838. Hierbei darf allerdings das Wort Theorie nicht in dem heutigen Sinne einer physikalischen Theorie verstanden werden, mit der auf Grund gegebener Naturgesetze erklärt wird, welche Ursachen und Vorgänge dazu führen, daß die Erde überhaupt ein Magnetfeld hat und warum dieses gerade so geartet ist, wie es an der Erdoberfläche und in unmittelbarer Nähe der Erde beobachtet wird. Trotz intensiver Bemühungen und bemerkenswerter Fortschritte liegt bis jetzt keine restlos befriedigende Theorie des Erdmagnetfeldes in diesem physikalischen Sinne vor, obwohl es andererseits auch keine Alternative zu der heute allgemein akzeptierten Vorstellung gibt, wonach das Feld durch elektrische Ströme im Erdkern auf Grund eines Dynamo-Prozesses verursacht wird.

Gauß ging es nicht um eine solche physikalische Erklärung, sondern um eine mathematische Darstellung des Magnetfeldes, die nicht auf konkreten Annahmen über Art und Ort der Quellen des Feldes beruht, sondern bei der lediglich die Kenntnis der an der Erdoberfläche beobachteten Feldverteilung zur numerischen Festlegung des allgemeinen mathematischen Ausdrucks benutzt wird. Daß sich das Problem in dieser Allgemeinheit lösen läßt, liegt daran, daß sich das Magnetfeld in dem die Meßpunkte enthaltenden Beobachtungsgebiet als Gradient eines skalaren Potentials angeben läßt. Damit besitzt das Magnetfeld zumindest auf und nahe über der Erdoberfläche alle Eigenschaften eines Potentialfeldes, wie sie in der Potentialtheorie, zu der Gauß wesentliche Beiträge geleistet hat, mathematisch formuliert worden sind. Durch Aus-

\*) Ergänzende Literaturhinweise: Fanslau (1959) und Strangway (1970).

nützung der dann zwischen den Komponenten des Feldes bestehenden funktionalen Zusammenhänge und der Darstellung der Potentialfunktion durch eine Entwicklung nach Kugelfunktionen, mit denen er sich ebenfalls eingehend beschäftigt hat, löst Gauß sein „Randwertproblem“ und zeigt ergänzend, wie es möglich ist, aus demselben Beobachtungsmaterial auszurechnen, welcher Anteil des Feldes von Quellen im Erdinnern herrührt und welcher Anteil Quellen außerhalb der Erde zugeordnet werden muß.

Die praktische Anwendung seiner von Hypothesen freien „Theorie“, die Gauß offenbar schon lange vor der Veröffentlichung konzipiert hatte, setzte zunächst einmal das Verfahren zur absoluten Bestimmung des Magnetfeldes voraus, das Gauß in seiner vorangegangenen Abhandlung „*Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata*“ von 1832 angegeben hatte. Wegen des noch sehr lückenhaften Datenmaterials hielt er aber auch danach eine numerische Analyse des Erdmagnetfeldes für verfrüht, unternahm sie aber dennoch mit den Daten der Epoche 1835,0, um „das zum großen Teil sehr böotische Leserpublikum“ zu befriedigen, wie er schreibt. Dabei verzichtete er allerdings auf die explizite Berechnung des äußeren Anteils. Alle nach dem Gaußschen Verfahren inzwischen immer wieder ausgeführten Analysen haben aber bestätigt, daß das beobachtete Magnetfeld bis auf wenige Prozent seinen Ursprung im Erdinnern hat. Dies ist das erdmagnetische Hauptfeld.

Zwei Eigenschaften des Hauptfeldes sind für die folgenden Betrachtungen wichtig: 1. Es besitzt nach allen Analysen stets einen überragenden planetarischen Anteil, der als das Feld eines geozentrischen Dipols interpretiert werden kann. 2. Das Hauptfeld zeigt in allen seinen signifikanten Kugelfunktionstermen eine säkulare Änderung. – Für die Genauigkeit der hier später zu machenden Zahlenangaben reicht es völlig aus, das Hauptfeld durch seinen planetarischen Anteil, also durch das dazugehörige Dipolfeld zu approximieren; es werde mit  $\mathbf{F}$  bezeichnet. Mit den Kugelkoordinaten  $r$  = Radius,  $\vartheta$  = geographische Poldistanz,  $\lambda$  = geographische Länge, lautet die Potentialfunktion  $V$  von  $\mathbf{F}$

$$V = -M [\cos \vartheta \cos \vartheta_0 + \sin \vartheta \sin \vartheta_0 \cos (\lambda - \lambda_0)] / r^2 \quad (1)$$

Dabei ist  $M$  der Betrag des Dipolmomentes, während durch  $(\vartheta_0, \lambda_0)$  der Durchstoßpunkt der Dipolachse auf der Nordhalbkugel gegeben ist. Wird in bezug auf diese Achse ein geomagnetisches Koordinatensystem definiert und die geomagnetische Poldistanz  $\Theta$  von  $(\vartheta_0, \lambda_0)$  aus gerechnet, so geht (1) nach dem Seitenkosinussatz der sphärischen Trigonometrie in den bekannten Ausdruck für das Potential eines Dipolfeldes über

$$V = -M \cos \Theta / r^2 \quad (2)$$

In den späteren Betrachtungen wird dieses geomagnetische Koordinatensystem verwendet. Das Minuszeichen besagt, daß der Vektor  $\mathbf{M}$  auf den Antipodenpunkt von  $(\vartheta_0, \lambda_0)$  gerichtet ist.

Will man die säkulare Änderung von  $\mathbf{F}$  angeben, so folgt aus (1), daß diese sich in den drei Größen  $M$ ,  $\vartheta_0$  und  $\lambda_0$  äußern muß. Man findet sie aus den Gaußschen Analysen zu verschiedenen Epochen. Die unter diesem Aspekt wohl zuverlässigste Untersuchung

stammt von McDonald und Gunst (1967), in der unter kritischer Überprüfung der Analysen zwischen 1835 und 1965 versucht wird, die säkulare Änderung unter möglichst vergleichbaren Voraussetzungen zu den verschiedenen Epochen zu bestimmen. Danach liegt der Winkel  $\theta_0$  zwischen Rotationsachse und Dipolachse sehr konstant zwischen  $11^\circ$  und  $12^\circ$ . Die durch  $\lambda_0$  gegebene geographische Länge des Durchstoßpunktes der Dipolachse zeigt von 1835 bis um 1900 eine Zunahme der westlichen Länge von etwa  $6^\circ$  und spiegelt damit die für die gesamte Säkularvariation des Hauptfeldes beobachtete Westdrift wider. Seit 1900 ist diese Tendenz in  $\lambda_0$  nicht mehr klar erkennbar; man erhält Werte um  $70^\circ$  West. Die auffälligste und für das Folgende allein maßgebliche Erscheinung der säkularen Änderung von  $\mathbf{F}$  ist die systematische lineare Abnahme des Dipolmomentes  $M$  von zur Zeit etwa 5% im Jahrhundert. Durch Ausgleichsrechnung haben McDonald und Gunst dafür folgende lineare Beziehung erhalten

$$M(t) = (15,769 - 0,0039508 t) \cdot 10^{25} \text{ Gauß cm}^3 \quad (3)$$

Dabei ist  $t$  = Jahreszahl A.D.

Da die Beziehung (3) eine Extrapolation auf  $M = 0$  geradezu herausfordert, wofür sich  $t = 3991$  ergibt, sei noch eine Bemerkung über die Veränderungen von  $\mathbf{F}$  in der erdgeschichtlichen Vergangenheit angefügt. Unter Benutzung der in Gesteinen vorgefundenen remanenten Magnetisierung, die dem betreffenden Gestein (Basalt, Sediment) bei seiner Entstehung vom erdmagnetischen Feld am Ort und zur Zeit der Entstehung des Gesteins aufgeprägt wird, sind indirekte Methoden der Feldbestimmung entwickelt worden. Sie erlauben vor allem, die Richtung von  $\mathbf{M}$  zu bestimmen, und haben zu der Auffassung geführt, daß langfristig, d.h. auf jeden Fall seit dem Mesozoikum, viele Feldumkehrungen erfolgt sind. Auf derartige singuläre Ereignisse in der Geschichte des Paläomagnetfeldes wird hier nicht weiter eingegangen, da auch die damit verbundenen einschneidenden Veränderungen der Magnetosphäre und der erdmagnetischen Aktivität die Grenzen der im folgenden dargelegten quantitativen Zusammenhänge weit überschreiten. Außerdem liegt die letzte Feldumkehr – mit Ausnahme eines möglichen, erdgeschichtlich kurzen Zwischenereignisses –  $7 \cdot 10^5$  Jahre zurück und damit auch zeitlich außerhalb des Rahmens dieser Betrachtungen. Interessanter ist, daß die paläomagnetischen Untersuchungen, ergänzt durch Remanenzmessungen an Artefakten, Aussagen über Schwankungen von  $M$  in historischer und prähistorischer Zeit ermöglicht haben. Die Ergebnisse der letzten  $10^4$  Jahre lassen grob auf eine Periode von etwa 7000 Jahren schließen, wobei  $M$  im Maximum fast dreimal so groß ist wie im Minimum (vgl. dazu Abb. 8).

### B) Die Magnetosphäre \*)

Die Magnetosphäre ist jener Bereich der Umgebung der Erde, in dem einerseits die Bewegung der Teilchen der ionisierten äußeren Atmosphäre vom Erdmagnetfeld bestimmt wird und der andererseits durch dieses Magnetfeld gegen ein direktes Eindringen des ständig von der Sonne abströmenden solaren Windes im wesentlichen

\*) Ergänzende Literaturhinweise: Akasofu und Chapman (1972), Poeverlein (1972).

abgeschirmt wird. Das bedeutet, daß das Magnetfeld und das magnetosphärische Plasma durch eine mehr oder weniger undurchlässige Grenzschicht, die Magnetopause, vom solaren Wind getrennt bleiben. Dieser umströmt das Hindernis Magnetosphäre, die dadurch zu einer in antisolarer Richtung bis weit hinter die Mondbahn reichenden Höhlung im solaren Wind wird.

Diese Vorstellung von den Verhältnissen im erdnahen Weltraum wäre noch um 1950 recht abwegig erschienen. Die alte Konzeption von der Ausdehnung des erdmagnetischen Feldes in den interplanetaren Raum hinein beruhte auf der Annahme, daß dieser Raum mit Ausnahme der Zeiten starker solarer Aktivität fast leer sei, so daß der schon an der Erdoberfläche vorherrschende Dipolanteil des Hauptfeldes, der im Vergleich zu den anderen Multipolfeldern am langsamsten nach außen abnimmt, die Konfiguration des Feldes mit zunehmender Entfernung immer stärker bestimmen müsse. Der inzwischen zunächst indirekt, dann mit Raumsonden durch Messungen in situ erbrachte Nachweis, daß aus der Sonnenatmosphäre ständig hoch ionisiertes solares Plasma etwa radial nach außen abströmt und mit dem Magnetfeld der Erde in Wechselwirkung tritt, hat damit eine grundlegende Korrektur der alten Konzeption erforderlich gemacht. Etwa gleichzeitig damit wurde ebenso abweichend von der älteren Auffassung gefunden, daß die ionisierte Komponente der Erdatmosphäre bis zu mehreren Erdradien weit in den Raum hinausreicht. Erste, wieder indirekte Hinweise erbrachte die Analyse der Laufzeitspektrogramme von Whistler-Signalen, also von niederfrequenten elektromagnetischen Störungen (1–10 kHz), die bei Blitzentladungen entstehen und sich unter besonderen Bedingungen als geführte Wellen längs der erdmagnetischen Feldlinien ausbreiten können. Heute weiß man, daß die gesamte Magnetosphäre mit Plasma erfüllt ist, allerdings mit sehr unterschiedlicher Dichte.

Die Anfang der 60er Jahre begonnene systematische Untersuchung der Magnetosphäre mit Erdsatelliten hat mit zunehmenden Einzelheiten ein so komplexes Bild dieses äußersten nicht-gravitativen Einflußbereiches der Erde ergeben, daß hier dieses Bild nur in größten Umrissen angedeutet werden kann. Dem dient die Abb. 1. Sie stellt einen schematisch vereinfachten Querschnitt durch die Magnetosphäre in ihrer Mittag-Mitternacht-Meridianebene dar mit einigen Feldlinien des erdmagnetischen Feldes. Links in der Abbildung ist die in Richtung zur Sonne vor der Magnetosphäre auftretende stehende Stoßwelle eingezeichnet. Zu ihrer Erklärung sei hier nur auf den analogen Fall der Ausbildung einer hydrodynamischen Stoßwelle beim Auftreffen einer Überschallströmung auf ein Hindernis verwiesen. Die Analogie trifft auch in dem Punkt zu, daß beim Durchgang des solaren Windes durch diese Stoßwelle seine Strömung turbulent wird, also ein Teil der gerichteten Strömungsgeschwindigkeit vor der Stoßwelle in thermische Geschwindigkeit hinter der Stoßwelle umgesetzt wird. Mit diesen veränderten Eigenschaften, die sich auch in einem entsprechend unruhigen Verhalten des von der Sonne her mitgeführten interplanetaren Magnetfeldes äußern, wird der solare Wind in dem als Übergangsregion bezeichneten Gebiet zwischen Stoßwelle und Magnetopause beobachtet.

Wichtige Teilgebiete innerhalb der Magnetosphäre sind die Plasmasphäre, der Plasmatrog, die Plasmaschicht und der Bereich der offenen Feldlinien. Die Plasmasphäre schließt sich an die obere Ionosphäre an und erstreckt sich mit einer langsam

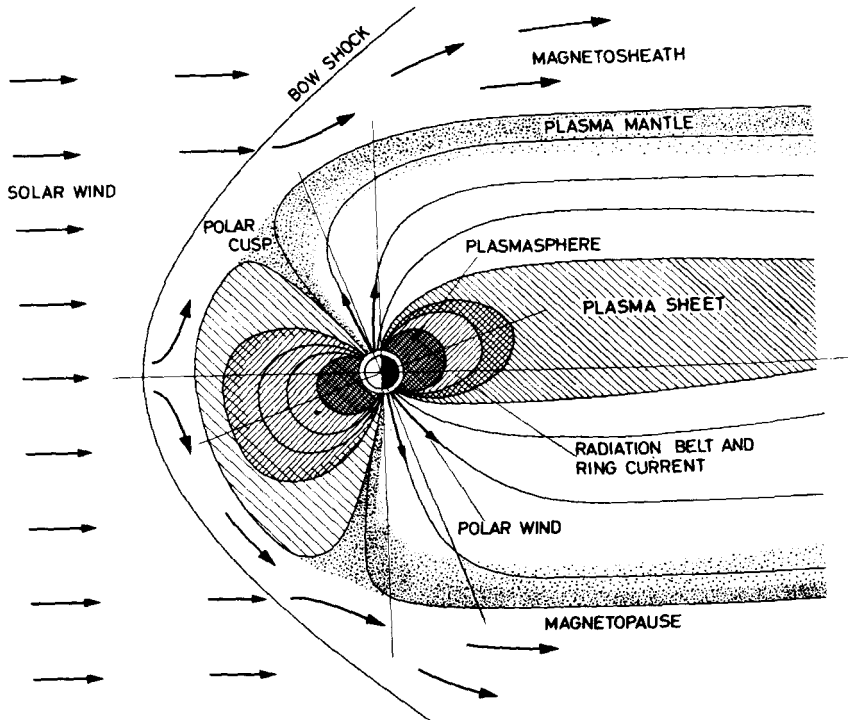


Abb. 1:

Querschnitt durch die Magnetosphäre in ihrer Mittag-Mitternacht-Meridianebene mit einigen Feldlinien des erdmagnetischen Feldes und Gebieten besonderer Plasmaverteilung (nach Rosenbauer et al., 1975). Weitere Erläuterungen im Text.

abnehmenden, aber für magnetosphärische Verhältnisse noch hohen Dichte des thermischen Plasma bis zu einer scharfen Grenze zwischen drei und etwa sechs Erdradien geozentrischer Entfernung in der Äquatorebene. In der dünnen Grenzschicht, der Plasmopause, deren Verlauf nach höheren Breiten den Feldlinien des erdmagnetischen Feldes folgt, fällt die Dichte um mehr als eine Zehnerpotenz ab. Das Auftreten dieser scharfen Begrenzung der Plasmasphäre steht im Zusammenhang mit der Wirkung großräumiger elektrischer Felder in der Magnetosphäre.

Für das Gebiet außerhalb der Plasmasphäre ist es noch einmal eine wichtige Unterscheidung, ob hier die Feldlinien des erdmagnetischen Feldes geschlossen sind, also als mehr oder weniger gestreckte oder gestauchte Feldlinien des Dipolfeldes mit Scheitelabständen bis zu gut zehn Erdradien Entfernung in Erdnähe bleiben, oder ob sie als sogenannte offene Feldlinien in den langgestreckten Schweif der Magnetosphäre hinausgezogen werden und sich entweder erst in großem Abstand von der Erde schließen oder mit den Feldlinien des interplanetaren Feldes verbinden. Der Bereich der geschlossenen Feldlinien außerhalb der Plasmasphäre ist der Plasmatorg. Hier wie

überwiegend auch im Schweif findet man Teilchenkonzentrationen von nur etwa 1 Teilchen je  $\text{cm}^3$  und weniger. Ausnahmen sind der an die Schweif-Magnetopause angrenzende Plasmamantel und vor allem die um die neutrale Schicht im Schweif zentrierte Plasmaschicht. Die neutrale Schicht ist die Trennfläche der in Abb. 1 eingezeichneten antiparallelen Feldlinienbündel in der nördlichen und südlichen Schweifregion. Damit eine solche Feldkonfiguration überhaupt stabil sein kann, ist es erforderlich, daß im Bereich der neutralen Schicht ein genügend dichtes und energiereiches Plasma existiert, dessen Gasdruck den magnetischen Druck von beiden Seiten auffängt und eine Vereinigung der Feldlinien verhindert. In unmittelbarem Zusammenhang damit steht, daß in den Trennschichten der Magnetopause und der neutralen Schicht flächenhafte Stromsysteme ausgebildet sein müssen, die zum einen die Begrenzung des irdischen Magnetfeldes auf die Magnetosphäre bewirken und zum anderen für die nach außen und besonders im Schweif immer mehr von der Geometrie des Dipolfeldes abweichende Feldverteilung verantwortlich sind. Im Schweif wird dies nur dadurch möglich, daß die neutrale Schicht in Richtung auf die Morgen- und Abendseite der Magnetosphäre auf die Magnetopause trifft, wodurch die Stromsysteme in diesen Grenzschichten miteinander verbunden werden.

Zum Abschluß dieses Überblickes muß noch der für die folgenden quantitativen Überlegungen sehr wesentliche Zusammenhang zwischen der Struktur der Magnetosphäre und der Lage der Polarlichtzonen oder besser der Polarlichtovale auf den beiden Hemisphären besprochen werden. Schon immer wurde es als sehr merkwürdig empfunden, daß das Auftreten von Polarlichtern normalerweise auf einen relativ schmalen Breitenbereich beschränkt ist, der bei mäßiger Aktivität um  $\pm 67^\circ$  geomagnetischer Breite zentriert ist und nur während starker erdmagnetischer Störungen äquatorwärts wandert. Man weiß heute, daß die statistisch ermittelte Lage der Polarlichtzone als Breitenzone maximaler Polarlichthäufigkeit nicht völlig mit der geographischen Verteilung der Polarlichterscheinungen zu einem bestimmten Zeitpunkt übereinstimmt, sondern daß diese Verteilung genauer durch ein Polarlichtoval beschrieben wird. Ein solches Oval erhält man aber auch auf jeder Hemisphäre, wenn die Grenze zwischen den geschlossenen und den offenen Feldlinien auf die Polkappen projiziert wird, wie dies auch schon aus dem Querschnitt der Abb. 1 anschaulich wird. Es ist als ein empirischer Nachweis dieses Zusammenhanges zu werten, daß der im Rahmen der Beobachtungsmöglichkeiten im nördlichen und südlichen Teil des Schweifes gefundene magnetische Fluß mit dem durch das nördliche bzw. südliche Polarlichtoval gehenden magnetischen Fluß übereinstimmt. Dieser Zusammenhang wird später quantitativ formuliert. Hinsichtlich der Entstehung des Polarlichts selbst und des dabei im Polarlichtoval in etwa 100 km Höhe gebündelt fließenden elektrischen Stromes, des polaren Elektrojets, darf angenommen werden, daß energiereiche Teilchen aus der Plasmaschicht längs der Grenze zwischen offenen und geschlossenen Feldlinien in die bevorzugten nächtlichen Abschnitte der beiden Polarlichtovale geführt werden und dort die beobachteten Erscheinungen auslösen. Selbstverständlich sind damit die Mechanismen für die beiden Phänomene Polarlicht und Elektrojet noch bei weitem nicht vollständig beschrieben. Auch das führt über den Rahmen dieser Betrachtungen weit hinaus. Außerdem gibt es in der Magnetosphäre eine Fülle weiterer Erscheinungen und Vor-



gänge, von denen einige auch noch in Abb. 1 angegeben sind, die aber für die folgenden Erörterungen unberücksichtigt bleiben können.

### C) Die erdmagnetische Aktivität \*)

Als erdmagnetische Aktivität wird das Auftreten unregelmäßiger zeitlicher Störungen bezeichnet, die durch die Einwirkung solarer Partikelstrahlung auf das Magnetfeld der Erde hervorgerufen werden. Zur zahlenmäßigen Erfassung der Aktivität werden Störungsgrade definiert und aus den erdmagnetischen Registrierungen als Maßzahlen oder Kennziffern bestimmt. Durch geeignete Zusammenfassung lokaler Maßzahlen lassen sich entsprechende Größen mit regionalem bis planetarischem Charakter herleiten. Neben Kennziffern, mit denen auf diese Weise versucht wird, den Störungsgrad des gesamten Magnetfeldes zu erfassen, gibt es andere, die die Aufgabe haben, die Stärke einzelner Störungsquellen wie des magnetosphärischen Ringstroms oder des polaren Elektrojets anzugeben. In der vorliegenden Untersuchung werden ausschließlich Maßzahlen benutzt, die auf der von Julius Bartels 1938 eingeführten Kennziffer K basieren; es sind dies die von Bartels selbst festgelegten planetarischen Maßzahlen  $K_p$  und  $A_p$  und das von Mayaud eingeführte Aktivitätsmaß  $A_a$ .

Die Bestimmung von K an einem erdmagnetischen Observatorium erfolgt für jedes Drei-Stunden-Intervall nach Weltzeit, wobei die in dem betrachteten Intervall am stärksten gestörte Feldkomponente herangezogen wird. Bei der Beurteilung und Auswertung des zeitlichen Verlaufs der Komponente muß zwischen dem Auftreten von K-Variationen und Nicht-K-Variationen in der Registrierung unterschieden werden: K-Variationen sind alle von solarer Partikelstrahlung im betrachteten Drei-Stunden-Intervall verursachten unregelmäßigen Störungen des erdmagnetischen Feldes. Alle anderen regelmäßigen und unregelmäßigen Störungen sind Nicht-K-Variationen. Erdmagnetische Aktivität äußert sich lokal im Auftreten von K-Variationen. Auf Einzelheiten der Unterscheidung zwischen den beiden Klassen von Störungen und der Eliminierung der Nicht-K-Variationen muß hier verzichtet werden. Ein spezieller Wert von K ergibt sich so, daß der maximalen absoluten Schwankungsbreite der K-Variationen der benutzten Komponente im Drei-Stunden-Intervall ein Störungsgrad aus einer zehnstufigen Skala mit den Werten 0, 1, ... 9 zugeordnet wird. Dabei wird zugleich das lineare Maß, mit dem Störungen in der Registrierung aufgezeichnet werden, in ein quasi-logarithmisches Maß der Aktivität transformiert. Um außerdem dem Anwachsen einer und derselben Störung vom Äquator zu den beiden Polarlichtzonen hin Rechnung zu tragen, ist die Skala für die Transformation der Schwankungsbreite in die Kennziffer K noch von der geomagnetischen Breite abhängig, derart daß die Häufigkeitsverteilung von K möglichst nicht mehr von der Breite abhängt.

Die mit K gemessene Aktivität zeigt einen starken Tagesgang nach Ortszeit, der als lokaler Anteil eliminiert werden muß, wenn ein weltweites Störungsmaß aus K hergeleitet werden soll. Wegen der ungleichmäßigen Verteilung der verwendbaren Observatorien auf der Erde ist dies nicht durch eine einfache Mittelwertbildung zu erreichen.

\*) Ergänzender Literaturhinweis: Siebert (1971).

Bartels hat aus diesem Grunde wieder das Verfahren der Angleichung von Häufigkeitsverteilungen angewendet, das empirische Umrechnungstabellen liefert, mit denen ein K-Wert eines Drei-Stunden-Intervalles einer bestimmten Station durch seinen vom lokalen Anteil befreiten standardisierten Wert  $K_s$  ersetzt wird. Der Mittelwert der zum selben Drei-Stunden-Intervall gehörenden  $K_s$ -Werte ausgewählter Observatorien stellt dann eine für den größten Teil der Erdoberfläche repräsentative Maßzahl der erdmagnetischen Aktivität dar: es ist die dreistündliche planetarische Kennziffer  $K_p$ . Sie ist in erster Linie ein Maß für die Lage des nördlichen und südlichen Polarlichtovals und die Stärke der dort fließenden elektrischen Ströme. Wie  $K$  ist auch  $K_p$  ein quasi-logarithmisches Maß der Aktivität und nimmt Werte zwischen 0 und 9 an. Die größere Genauigkeit, mit der  $K_p$  gegenüber  $K$  bestimmt werden kann, erlaubt aber eine feinere Klasseneinteilung. Als geeignet erwies sich die Einführung von Drittel-Stufen, die durch die Indizes  $-, 0, +$  gekennzeichnet werden. In der Praxis empfiehlt es sich, die ganzzahligen Klassenwerte  $3 K_p = 0, 1, 2, \dots, 27$ , zu benutzen. Im folgenden wird daher das Aktivitätsmaß

$$q = 3 K_p \quad (4)$$

gebraucht. Berechnet wird  $K_p$  zur Zeit aus den  $K$ -Werten von 13 Observatorien, wobei die  $K_s$ -Werte von vier dieser Observatorien nur mit halbem Gewicht in die Rechnung eingehen. Abb. 2 zeigt die auf 1 bzw. 100% normierte Verteilung der relativen Häufigkeit  $h(q)$  auf der Grundlage aller  $K_p$ -Werte der 39 Jahrgänge 1932–1970 nach Zawalick und Cage (1971).

Die Verteilung ist für das Folgende wichtig, da zur Charakterisierung der Aktivität eines längeren Zeitabschnittes durch ein logarithmisches Maß nur die Verwendung von Häufigkeitsverteilungen sinnvoll ist. Will man die mittlere Aktivität durch einfache Mittelwertbildung berechnen und durch eine einzige Zahlenangabe festlegen, muß  $K_p$  durch ein lineares Aktivitätsmaß ersetzt werden. Bartels (1957) hat zu diesem Zweck 1951 zusammen mit  $K_p$  die später als äquivalente planetarische Amplitude  $a_p$  bezeichnete lineare dreistündliche Maßzahl eingeführt. Die Zuordnung von  $a_p$  zu  $q$  ist in Abb. 3 graphisch dargestellt. Für das arithmetische Mittel der acht Werte von  $a_p$  am Greenwich-Tag wird die Bezeichnung  $A_p$  benutzt. In gleicher Weise können Mittelwerte dieser Maßzahl für beliebige längere Zeitabschnitte berechnet werden. Es ist üblich, auch diese wieder mit  $A_p$  zu bezeichnen, so daß die Angabe der verwendeten Epoche wichtig ist. Der Zusammenhang zwischen den in diesem Zeitabschnitt auftretenden  $K_p$ - bzw.  $q$ -Werten und dem dazugehörigen mittleren  $A_p$  ist somit gegeben durch

$$A_p = \sum_{q=0}^{27} h(q) a_p(q), \quad (5)$$

wobei  $h(q)$  die relative Häufigkeitsverteilung der  $q$  für die betrachtete Epoche ist, während  $a_p(q)$  entsprechend Abb. 3 festgelegt ist. Die Zeitreihen dieser Bartelsschen Indizes beginnen mit 1932 und werden laufend weitergeführt.

Aktivitätsmaße, die noch weiter in die Vergangenheit zurückreichen, gibt es nur ganz wenige. Unter ihnen bilden die von Mayaud (1973) eingeführten und berechneten

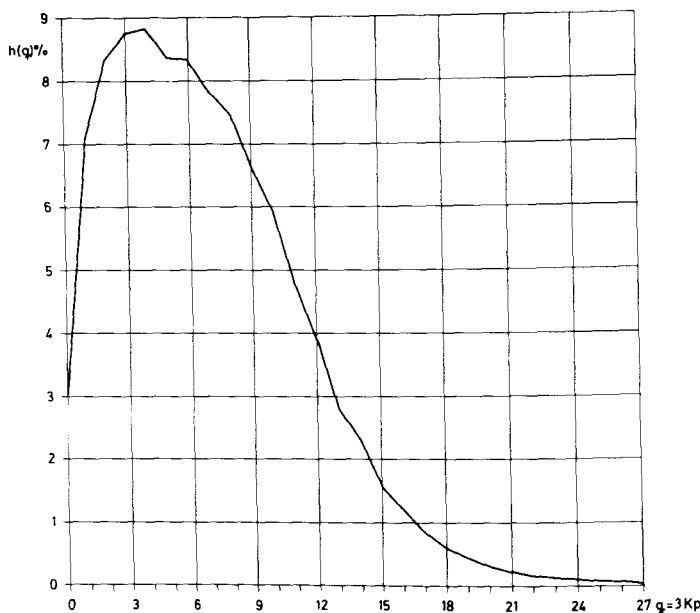


Abb. 2:

Häufigkeitsverteilung der planetarischen Kennziffer  $K_p$  auf der Grundlage der Jahrgänge 1932–1970. Für die Abzissenwerte von  $q = 3 K_p$  gibt die Ordinate die auf 100% normierte relative Häufigkeit  $h(q)$  an.

Maßzahlen  $aa$  die zweifellos homogenste und zuverlässigste Zeitreihe. Hinzu kommt, daß von diesen bis in das 19. Jahrhundert zurückgerechneten Reihen allein die  $aa$  auf der Grundlage der Kennziffer  $K$  bestimmt worden sind, und zwar benutzt Mayaud nur die  $K$ -Werte der beiden nahezu antipodischen Observatorien Greenwich und Melbourne zusammen mit ihren Ausweichstationen. Für jedes Drei-Stunden-Intervall werden  $K$ -Werte der beiden Observatorien in lineare Amplitudenmaße transformiert, deren Mittelwert  $aa$  ist. Wie bei  $ap$  lassen sich auch die  $aa$  durch einfache Mittelwertbildung für beliebige längere Zeitabschnitte zusammenfassen und werden dann als Maß solcher mittleren Aktivitäten mit  $Aa$  bezeichnet. Die Zeitreihe der  $aa$  beginnt mit dem Jahr 1868. Da die Transformationsvorschrift für die Umrechnung der quasi-logarithmischen Störungsgrade in lineare Aktivitätsmaße bei Bartels und bei Mayaud verschieden ist, stimmen  $ap$  und  $aa$  bzw.  $Ap$  und  $Aa$  zahlenmäßig nicht überein, jedoch muß zwischen ihnen ein bis auf statistische Abweichungen linearer Zusammenhang bestehen. Für diesen ergibt sich aus den Jahresmitteln der Jahre 1932 bis 1967 bei Minimierung der Abweichungen der  $Aa$

$$Aa = 1,1 Ap + 6,0$$

(6)

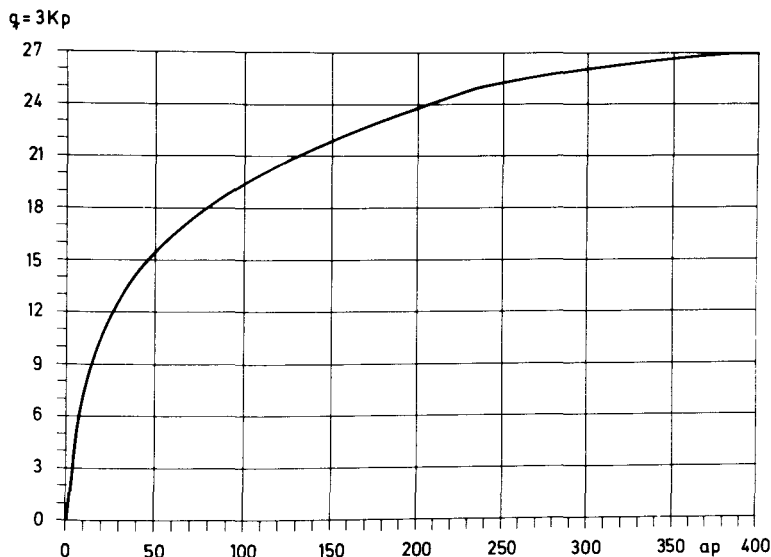


Abb. 3:

Graphische Darstellung des Zusammenhanges zwischen der quasi-logarithmischen Kennziffer  $q = 3 Kp$  und dem linearen Aktivitätsmaß  $a_p$ .

#### D) Das theoretische Modell

Aus den Darlegungen in den vorangegangenen Abschnitten läßt sich qualitativ sofort folgern, daß sich Form und Lage der Magnetosphäre und die Stärke der erdmagnetischen Aktivität mit der Änderung des Dipolmomentes  $M$  des erdmagnetischen Hauptfeldes zumindest ändern können; aus den Grenzfällen  $M \rightarrow 0$  und  $M \rightarrow \infty$  ist unschwer abzulesen, daß sich dabei Magnetosphäre und erdmagnetische Aktivität in extremer Weise verändern müssen. Daß es für die zwischen den drei Phänomenen damit zweifellos bestehenden Zusammenhänge bisher fast keine quantitativen Untersuchungen gibt, liegt sowohl an dem unzureichenden oder auch völlig fehlenden Beobachtungsmaterial in der Vergangenheit als auch an den ganz außerordentlichen und bisher in keiner Weise überwundenen Schwierigkeiten bei der theoretischen Behandlung dieser Aufgabe. Unter diesem Aspekt müssen die modellmäßigen Vereinfachungen des hier benutzten Ansatzes und muß der gesamte Versuch gesehen werden, zu mehr als nur qualitativen Aussagen in dieser komplizierten Thematik zu kommen. Daß ein solcher Versuch überhaupt sinnvoll unternommen werden kann, liegt generell an der Beschränkung auf die hier allein interessierenden systematischen Veränderungen der Magnetosphäre und der erdmagnetischen Aktivität im langzeitlichen Mittel. Nur auf dieses Verhalten und nicht auf den Ablauf einer einzelnen kurzzeitigen Störung sind die Ergebnisse anwendbar.

Einige wesentliche Vereinfachungen, Annahmen und Zusammenhänge sollen anhand von Abb. 4 erläutert werden. Sie ist der hier benötigte Extrakt der Abb. 1 und stellt damit ebenfalls einen Magnetosphärenquerschnitt in der Mittag-Mitternacht-Meridianebene dar. Die Annahme einer mittleren Anstromrichtung des solaren Windes senkrecht zu **M** macht den geomagnetischen Äquator, in dem dann die neutrale Schicht liegt, zur Symmetrieebene zwischen nördlicher und südlicher Hemisphäre. Von der Existenz des interplanetaren Magnetfeldes und damit auch von einer möglichen Verknüpfung dieses Feldes mit dem magnetosphärischen Feld durch die Magnetopause hindurch wird abgesehen. Die Festlegung von Form und Lage der Magnetosphäre wird auf zwei Längenangaben reduziert: 1. Die Lage in bezug auf die Erde bestimmt im wesentlichen der geozentrische Abstand  $r_{St}$  des subsolaren- oder Staupunktes (St), der der Frontpunkt der Magnetopause in Richtung auf die Sonne ist. 2. Als maßgebliche Größe für die Form wird der Schweifradius  $r_T$  verwendet. – Auch dies sind starke modellmäßige Vereinfachungen, da hierbei die genannten Symmetrieverhältnisse vorausgesetzt werden, da der Querschnitt des Magnetosphärenschweifes senkrecht zur Richtung auf die Sonne nur sehr näherungsweise kreisförmig ist, da  $r_T$  im Schweif noch vom Abstand von der Erde abhängt und da über einen eindeutigen Zusammenhang zwischen  $r_T$  und einer möglichen Formänderung der Magnetopause auf der Tagseite nichts bekannt ist. Dennoch läßt ein Blick auf Abb. 4 unschwer erkennen, daß eine pauschale Charakterisierung von Form und Lage der Magnetosphäre durch die beiden Parameter  $r_{St}$  und  $r_T$  gegeben ist.

Der Druck des Plasmas in der äußeren Magnetosphäre wird gegen den magnetischen Druck vernachlässigt. Indem die Magnetopause als eine quasi-statische Gleichgewichtsfläche angesehen wird, ergibt sich die Bedingung, daß der Druck des solaren Windes von außen durch den magnetischen Druck von innen aufgefangen wird. Mit der Vorstellung, daß der Druck des solaren Windes an der Tagseite der Magnetopause dem Staudruck einer Strömung an einem Hindernis entspricht, läßt sich in der Tat die Konfiguration der sonnenzugewandten Seite der Magnetopause verständlich machen. Hier interessieren nur die speziellen Bedingungen am subsolaren Punkt, an dem dann gelten muß\*)

$$p_{St} = B_{St}^2 / 8 \pi \quad (7)$$

Zur Berechnung des Staudrucks wird häufig angesetzt, daß er der Impulsübertragung entspricht, die bei idealer Reflexion der Protonen des ungestörten solaren Windes an der Magnetopause auftritt. Diese Größe ist bei senkrechtem Auftreffwinkel am subsolaren Punkt

$$p = 2 N m v^2 \quad (8)$$

Dabei ist  $N$  die Protonenkonzentration,  $m$  die Protonenmasse und  $v$  die Strömungsgeschwindigkeit des ankommenden solaren Windes vor dem Durchgang durch die der Magnetopause vorgelagerte stehende Stoßwelle. Beim Durchgang des solaren Windes durch die Stoßwelle verändern sich allerdings diese Eigenschaften, die dann auch zwischen Stoßwelle und subsolarem Punkt nicht konstant bleiben. Da generell ge-

\*) Es wird durchgehend das Gaußsche Maßsystem benutzt.

richtete Bewegung beim Eintritt des solaren Windes in die Übergangsregion in thermische Bewegung umgesetzt wird und da auch die Annahme einer „elastischen Reflexion“ der Protonen an der Magnetopause die Impulsabgabe optimal beschreibt, gilt für den tatsächlichen Staudruck sicher  $p_{St} < p$ . Es wird daher für den Staudruck am subsolaren Punkt gesetzt

$$p_{St} = \beta_1^2 p \text{ mit } 0,7 \lesssim \beta_1 < 1 \quad (9)$$

Dabei wird der Proportionalitätsfaktor  $\beta_1$  als konstant angesehen.

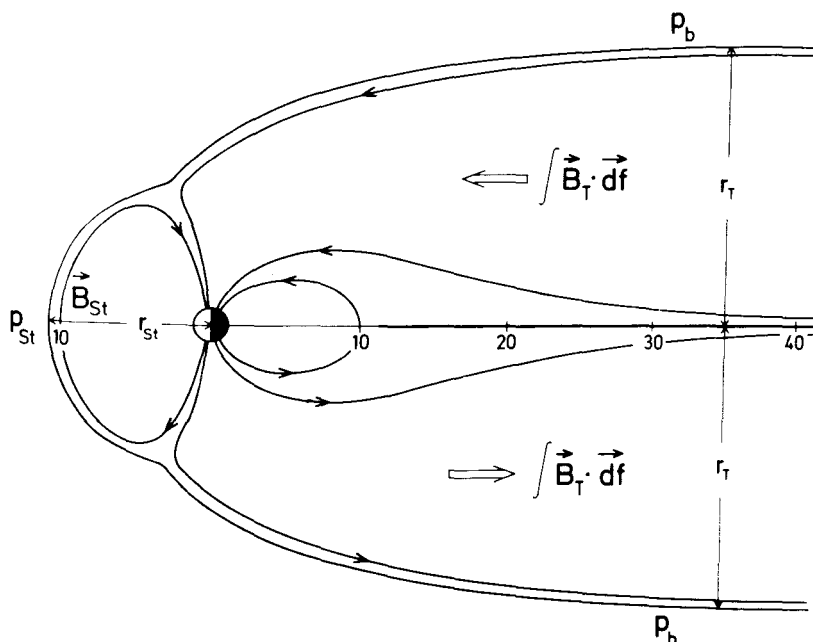


Abb. 4:

*Schematisch vereinfachter Querschnitt durch die Magnetosphäre in ihrer Mittag-Mitternacht-Meridianebene zur Erläuterung der wichtigsten Parameter und Beziehungen des theoretischen Modells. Entfernungangaben in Erdradien.*

Mit einer ähnlichen Unsicherheit ist die Bestimmung der Stärke des magnetosphärischen Magnetfeldes<sup>\*\*) B<sub>St</sub></sup> am subsolaren Punkt behaftet, da dieses sich aus dem Hauptfeld **F** und dem Magnetfeld der Magnetopausenströme zusammensetzt. Dieses hängt selbst wieder von Lage und Form der Magnetopause ab. Aus den Grenzfällen, daß die Magnetopause die Form einer Ebene bzw. einer Kugeloberfläche hat, läßt sich

<sup>\*\*) Eine Unterscheidung zwischen magnetischer Kraftflußdichte und magnetischer Feldstärke bei Benutzung des Gaußschen Maßsystems ist in dieser Untersuchung nicht erforderlich.</sup>

aber der Ansatz begründen

$$B_{St} = \beta_2 F_{St} = \beta_2 M / r_{St}^3 \text{ mit } 2 < \beta_2 < 3 \quad (10)$$

Auch der Proportionalitätsfaktor  $\beta_2$  kann als Konstante behandelt werden. Er ist ein Maß für die Kompression des erdmagnetischen Feldes am Staupunkt durch den anströmenden solaren Wind. Wegen der vorausgesetzten Symmetrie ist die Richtung  $B_{St}$  genau antiparallel zu  $M$ .

Die Beziehungen (7) bis (10) erlauben es, den Abstand des Staupunktes  $r_{St}$  mit dem Dipolmoment und den Parametern des solaren Windes in Zusammenhang zu bringen. Die dabei auftretenden Variablen haben auf Änderungen von  $r_{St}$  unterschiedlichen Einfluß. Der dafür wichtigste Parameter ist die Geschwindigkeit  $v$  des solaren Windes. Im Sinne der hier ohnehin gemachten modellmäßigen Vereinfachungen soll im folgenden die gesamte Variabilität des solaren Windes durch  $v$  ausgedrückt werden. Dafür erhält man aus (7) bis (10) die Darstellung

$$\frac{r_{St}}{a} = \kappa_1 \sqrt[3]{\frac{M}{v}} \text{ mit } a\kappa_1 = \left( \frac{\beta_2^2}{16\pi\beta_1^2 Nm} \right)^{1/6} \quad (11)$$

In  $\kappa_1$  sind dementsprechend die konstanten und schwach variablen Größen zusammengefaßt. Mit  $a$  wird die Länge eines Erdradius bezeichnet, die die angemessene Längeneinheit für magnetosphärische Vorgänge ist. Die empirische Anpassung von  $\kappa_1$  an Beobachtungswerte von  $v$ ,  $N$  und  $r_{St}$  (z. B.  $v = 400$  km/sec,  $N = 5/\text{cm}^3$ ,  $r_{St} = 10,5a$ ) führt auf Werte für  $\kappa_1$  und  $\beta_2/\beta_1$  ( $a\kappa_1 = 5310 \text{ cm}^{1/2} \text{ gr}^{-1/6}$ ;  $\beta_2/\beta_1 = 3,07$ ), die in dem durch die Modellbetrachtungen gegebenen Variabilitätsbereich liegen.

Nicht so einfach und empirisch nachprüfbar sind die Verhältnisse, wenn in gleicher Weise versucht wird, eine Beziehung zwischen dem Schweifradius  $r_T$ , dem Dipolmoment und den Parametern des solaren Windes aufzustellen. Vergleichsweise gut gesichert ist dabei der schon in Abschnitt B) besprochene Zusammenhang zwischen der Feldstärke  $B_T$  im Schweif und dem magnetischen Fluß durch ein Polarlichtoval. Wird dieses Oval durch einen um den Winkel  $\delta$  exzentrisch zur magnetischen Achse liegenden Kreis auf der kugelförmigen Erde approximiert, so folgt aus der Konstanz des magnetischen Flusses durch eine Hälfte des Schweifquerschnitts und das dazugehörige Oval

$$\frac{r_T}{a} = 2 \sin \alpha \sqrt{\frac{M \cos \gamma}{a^3 B_T}} \quad (12)$$

Dabei ist  $\alpha$  der halbe Öffnungswinkel des Polarlichtovals. Die zur Nachtseite verschobene exzentrische Lage seines Mittelpunktes ist mit wenigen Grad so gering, daß der Einfluß von  $\gamma$  praktisch ohne Bedeutung bleibt. Unter Annahme eines quasi-statischen Gleichgewichts auch an der Magnetopause des Schweifs kann formal die Beziehung (7) übernommen werden, die dann lautet

$$p_b = B_T^2 / 8\pi \quad (13)$$

Was allerdings hier konkret unter dem Druck  $p_b$  zu verstehen ist, ist sehr viel unklarer als bei  $p_{St}$ . Da die gerichtete Bewegung des solaren Windes praktisch parallel

zur Magnetopause erfolgt, ist kaum mit einem nennenswerten Anteil eines Staudruckes zu rechnen. Im Sinne der vorangegangenen Diskussion müßte dann  $p_b$  als thermischer Druck interpretiert werden. Die Beobachtungen liefern dafür durchaus die richtige Größenordnung. Um andererseits das Phänomen des extrem langen Magnetosphärenschweifes zu deuten, wird unter anderem das für die Tagseite gültige einfache Modell, bei dem für die Gleichgewichtsbedingung nur Normalspannungen angesetzt werden, in der Weise verallgemeinert, daß auf der Nachtseite formal Tangentialspannungen hinzugenommen werden. Ihre physikalische Bedeutung soll hier nicht weiter erörtert werden, sondern diese Hinweise sollen nur die Problematik einer zutreffenden Interpretation von  $p_b$  verdeutlichen.

Unabhängig von speziellen Modellvorstellungen ist es jedoch nicht unvernünftig anzunehmen, daß sich  $p_b$  im gleichen Sinn ändert wie  $p_{St}$ . Es wird daher als einfachster Ansatz Proportionalität zwischen  $p_{St}$  und  $p_b$  in einer festen Entfernung von der Erde zugrunde gelegt. Dem entspricht nach (7) und (13) Proportionalität zwischen  $B_{St}$  und  $B_T$ :

$$B_T = \beta_3 B_{St} \text{ mit } 0 < \beta_3 < 1 \quad (14)$$

Wird  $B_{St}$  nach (7), (9) und (8) ersetzt und dann  $B_T$  nach (14) in (12) eingesetzt, so erhält man

$$\frac{r_T}{a} = \kappa_2 \sin \alpha \sqrt{\frac{M}{v}} \text{ mit } \kappa_2 = \left( \frac{\cos^2 \gamma}{\beta_1^2 \beta_3^2 a^2 \pi m N} \right)^{1/4} \quad (15)$$

Wie in  $\kappa_1$  sind auch in  $\kappa_2$  die konstanten und schwach variablen Größen zusammengefaßt.

Aus (11) und (15) ist nun abzulesen, daß die beiden Größen  $r_{St}$  und  $r_T$  für Lage und Form der Magnetosphäre Funktionen desselben Arguments  $M/v$  sind. Damit bietet sich folgende Schlußweise zur Untersuchung des säkularen Verhaltens der Magnetosphäre an: Ist die Reaktion der Magnetosphäre auf die Einwirkung des solaren Windes für  $M = \text{const}$  bekannt, so ist damit auch die Reaktion auf eine Änderung von  $M$  bei  $v = \text{const}$  gegeben, wenn die reziproke Verknüpfung von  $M$  und  $v$  in (11) und (15) beachtet wird.

Da statistisch ausreichend gesicherte Beobachtungen über die Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre vergleichsweise schnell gewonnen werden können, erspart das zuvor formulierte Reziprokengesetz die lange Beobachtungszeit, die erforderlich ist, um Auswirkungen der Änderung von  $M$  auf Lage und Form der Magnetosphäre und Stärke der erdmagnetischen Aktivität nachzuweisen. Während in diesem Sinne die Folgerungen aus (11) für  $r_{St}$  einfach überschaubar und für ein mittleres statistisches Verhalten als gesichert gelten können, ist durch das Auftreten des halben Öffnungswinkels  $\alpha$  des ebenfalls von der Einwirkung des solaren Windes abhängigen Polarlichtovals die Situation nicht nur komplizierter, sondern bisher durch Beobachtungen auch keineswegs eindeutig geklärt. Das Verhalten von  $r_T$  erfordert daher eine eigene Untersuchung.



## E) Das Verhalten des Schweifradius

Schon der Hinweis auf die Schwierigkeit einer physikalisch zuverlässigen Deutung der mit Gleichung (13) eingeführten Größe  $p_b$  macht deutlich, daß für eine Theorie auch nur des Magnetosphärenschweifes zunächst die Grundlagen der Einwirkung des solaren Windes auf die Schweif-Magnetopause erarbeitet werden müßten. Überdies ist eine Beantwortung der Frage, wie sich der Schweifradius  $r_T$  dabei verhält, nicht ohne die quantitative Einbeziehung der Lage des Polarlichtovals möglich. Wie schwierig und aufwendig die quantitative Behandlung eines konsistenten Magnetosphärenmodells ist, das über eine empirisch-numerische Beschreibung der Verhältnisse hinausgeht, zeigt die analytische Darstellung von Voigt (1976), bei der durch Variation sechs freier Parameter untersucht wird, welche strukturellen Veränderungen sich daraus für die Magnetosphäre ergeben. Aber indem die Einwirkung des solaren Windes lediglich durch die Variation der Parameter simuliert wird, reicht auch bei dieser Art der Behandlung die Kenntnis über die Reaktion der Magnetosphäre auf die Wechselwirkung mit dem solaren Wind nicht aus, um daraus auf das Verhalten von  $r_T$  schließen zu können.

Ein Vorgehen, das überhaupt zu einer Antwort auf diese Frage führt, besteht darin, den in Abschnitt B) skizzierten Ansatz zur Berechnung der Form der Magnetopause auf der Tagseite für die gesamte Magnetopause zu übernehmen. Dieses Problem der hydrodynamischen Strömung des solaren Windes um das Hindernis „Erdmagnetfeld“ läßt sich für verschiedene zweidimensionale Modelle analytisch lösen, für dreidimensionale Modelle nur noch iterativ numerisch. Modelle wie das Umströmen eines zweidimensionalen Dipolfeldes (Hurley, 1961) führen auf eine Proportionalität von  $r_T$  mit  $r_{St}$ , wenn  $r_T$  in festem Abstand von der Erde betrachtet wird.

In der einzigen mir bekannten Untersuchung über den Einfluß der Änderung von  $M$  auf die Magnetosphäre machen die Autoren Siscoe und Chen (1975) ohne weitere Begründung von dieser Proportionalität Gebrauch. Dieser Ansatz soll daher als Alternative zu dem im folgenden zu besprechenden Weg weiterverfolgt werden. Wird der so festgelegte Schweifradius mit  $r'_T$  bezeichnet, so findet man aus dem Ansatz

$$r'_T \propto r_{St} \quad (16)$$

mit (11) und (15) die (hier allein benötigten) Proportionalitäten

$$\sin \alpha' \propto \left(\frac{v}{M}\right)^{1/6} \text{ und } r'_T \propto \left(\frac{M}{v}\right)^{1/3} \quad (17 \text{ a, b})$$

Nach diesem Modell würde die säkulare Änderung von Lage und Form der Magnetosphäre mit  $M^{1/3}$  erfolgen, die Änderung des Öffnungswinkels  $\alpha'$  des Polarlichtovals mit  $M^{-1/6}$ . Mit (16) wird also zugleich festgelegt, mit welchen Anteilen die Änderung des Schweifquerschnitts und die Änderung der Größe des Polarlichtovals zur Änderung der Stärke des magnetischen Feldes im Schweif beitragen, nämlich in der Weise, daß

$$r'_T \sin^2 \alpha' = \text{const} \quad (17 \text{ c})$$

bleibt.

Ein empirischer Nachweis für die Gültigkeit eines solchen Zusammenhanges liegt nicht vor. Um so wichtiger ist es zu versuchen, die Frage nach dem Verhalten von  $r_T$  einer empirischen Beurteilung zuzuführen. Dies gelingt auf dem Umweg über statistische Beziehungen zwischen der mit  $q$  gemessenen erdmagnetischen Aktivität und den Größen  $\alpha$  und  $v$ , wenn nach dem Reziprokengesetz anstelle der Änderung von  $M$  der Einfluß von  $v$  auf  $r_T$  untersucht wird. Abb. 5 zeigt nach Chubb und Hicks (1970) die mit dem Satelliten OGO 4 ermittelte mittlere invariante Breite der äquatorseitigen Begrenzung der um Mittag und um Mitternacht beobachteten Polarlichtbögen in Abhängigkeit vom erdmagnetischen Störungsgrad  $K_p$ . Danach ist die Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen  $q$  und  $\alpha$  innerhalb des durch die Beobachtungen belegten Variationsbereiches beider Größen zweifellos gerechtfertigt. Die entsprechende Auswertung der Abbildung ergibt

$$\alpha = b_1 q + b_2 \quad (18)$$

mit  $b_1 = 8,7 \cdot 10^{-3} \pm 0,5^\circ$ ;  $b_2 = 0,26 \pm 15^\circ$ ;  $0 \leq q \lesssim 20$ .

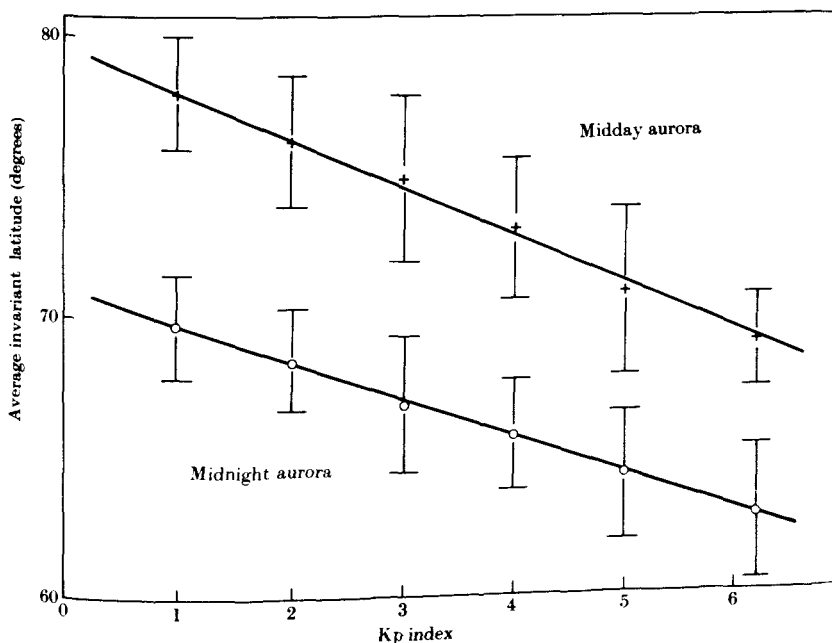


Abb. 5:

Mittlere invariante Breite der äquatorseitigen Begrenzung der mit dem Satelliten OGO 4 um Mittag und Mitternacht beobachteten Polarlichtbögen in Abhängigkeit vom erdmagnetischen Störungsgrad  $K_p$  (nach Chubb und Hicks, 1970).

Aus dem Gültigkeitsbereich für  $q$  folgt als Schwankungsbereich des halben Öffnungswinkels des Polarlichtovals  $15^\circ \leq \alpha \lesssim 25^\circ$ . Der bei der Bestimmung von  $b_1$  und  $b_2$  auftretende Exzentrizitätswinkel  $\delta$  ergibt sich zu  $3^\circ - 4^\circ$ .

Zur Auffindung eines gesicherten statistischen Zusammenhanges von  $v$  mit  $K_p$  sind eine Reihe verschiedener Ansätze gemacht worden. Es zeigt sich, daß der einfache lineare Ansatz komplizierteren Annahmen keineswegs nachsteht und daher hier verwendet werden soll. Bei der Beurteilung der in der Literatur anzutreffenden Ergebnisse ist jedoch zu beachten, daß die Hinzunahme weiterer Parameter des solaren Windes, insbesondere von Größen des interplanetaren Magnetfeldes, zu einer mehrdimensionalen Korrelation mit  $K_p$  die Güte der Korrelation sofort merklich verbessert. Aus den in Abschnitt D) besprochenen Gründen geht es hier aber ausschließlich darum, nun auch die Abhängigkeit des Schweifradius  $r_T$  von  $v$  durch  $q$  auszudrücken. Die unterschiedlichen Zahlenwerte, die sich in der Literatur für die Koeffizienten eines linearen Zusammenhanges zwischen  $v$  und einem der  $K_p$ -Maße finden, haben ihre Ursache sowohl in zufälligen Unterschieden der Meßwerte der einzelnen Stichproben als auch in systematisch veränderten Bedingungen, etwa in der Position der Raumsonde zur Erde oder in der Abhängigkeit der Meßgrößen von der Phase des Sonnenfleckenzyklus. Diese Unterschiede haben keinen prinzipiellen Einfluß auf die folgenden Rechnungen; es darf aber auch nicht übersehen werden, daß die Wahl anderer Stichproben etwas andere numerische Ergebnisse zur Folge gehabt hätte. Für die quantitative Angabe eines linearen Zusammenhanges zwischen  $v$  und  $q$  wird die sehr frühe Untersuchung aus dem Jahre 1963 von Snyder, Neugebauer und Rao herangezogen, nicht zuletzt deswegen, weil für diese Daten die statistisch befriedigendere Bearbeitung von Kertz (1971) vorliegt, in der die Verwendung der undurchsichtigen Tagessumme von  $K_p$  vermieden wird. Die folgende Darstellung stützt sich daher auf die von Kertz gegebenen Werte:

$$v = c_1 q + c_2 \quad (19)$$

mit  $c_1 = 21,7$  km/sec;  $c_2 = 315$  km/sec;  $0 \leq q \lesssim 15$ .

Der Korrelationskoeffizient zwischen  $v$  und  $q$  beträgt:  $+0,74$ .

Werden nun  $\alpha$  nach (18) und  $v$  nach (19) in (15) ersetzt, so erhält man auf dieser empirischen Grundlage eine Aussage über die Abhängigkeit des Schweifradius von der erdmagnetischen Aktivität und damit nach (19) auch von  $v$ . Ebenso läßt sich  $r_T'$  nach (17b) mit (19) in Abhängigkeit von  $q$  angeben; allerdings ist mit der gleichen Berechtigung eine entsprechende Darstellung von  $r_T'$  nach (17c) mit (18) möglich. Beide Versionen von  $r_T'(q)$  implizieren die Gültigkeit von (16). Abb. 6 zeigt das Ergebnis der Rechnungen, wobei alle drei Kurven willkürlich so normiert worden sind, daß sie für  $q = 0$  bei  $r_T = 23,5$  a beginnen. Die obere Kurve zeigt das rein empirische Ergebnis bei Verwendung von (18) und (19). Der gestrichelte Teil der Kurve ist (wie auch bei den beiden anderen Kurven) die Extrapolation über den durch die Beobachtungen abgesicherten Geltungsbereich hinaus. Die mittlere Kurve folgt aus der Kombination von (17b) mit (19), die untere Kurve aus (17c) mit (18). Träfe die Annahme (16) zu, so sollten alle drei Kurven näherungsweise zusammenfallen. Sie unterscheiden sich jedoch

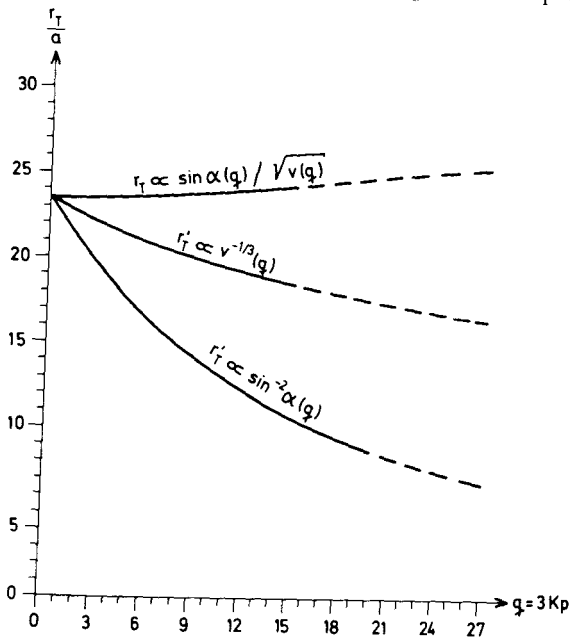


Abb. 6:

Berechnung der Größe des Schweifradius in Abhängigkeit von  $q$ : nach (15) mit den empirischen Beziehungen (18) und (19) (obere Kurve) und nach den aus der Annahme (16) folgenden Abhängigkeiten (17b) mit (19) (mittlere Kurve) und (17c) mit (18) (untere Kurve). Willkürliche Normierung der drei Kurven bei  $q = 0$ . Folgerungen aus dem Verlauf der Kurven im Text.

in ihrem Verlauf so systematisch voneinander, daß die mit (16) eingeführte Proportionalität zwischen  $r_T$  und  $r_{St}$  als nicht gerechtfertigt angesehen werden muß. Statt dessen deutet die empirische Auswertung von (15) mehr auf eine Konstanz des Schweifradius hin (obere Kurve). Daher wird im folgenden als Alternative zu (16) mit der empirisch besser fundierten Annahme

$$r_T = \text{const} \quad (20)$$

gerechnet. Auf Grund der Herleitung von (20) kann nichts darüber ausgesagt werden, wie sich  $r_T$  außerhalb des von den Beobachtungen erfaßten Bereichs der erdmagnetischen Aktivität verhält. Eine generelle Konstanz von  $r_T$  kann es ganz sicher nicht geben, wie sich schon aus den einleitenden Betrachtungen zu Abschnitt D) folgern läßt.

Der Unterschied der beiden Ansätze (16) und (20) zeigt sich deutlich bei einem Vergleich von (20) mit (17c). Bei einer Magnetosphäre, die zwar nach (11) ihre Lage, aber nach (20) nicht ihre Form ändern kann, muß eine Änderung der Feldstärke  $B_T$  im Schweif ausschließlich aus einer entsprechenden Verschiebung des Polarlichtovals resultieren. Statt (17a) gilt dafür nach (15) jetzt

$$\sin \alpha \propto \sqrt{\frac{v}{M}} \quad (21)$$

Um die Brauchbarkeit von (20) auch für andere als die hier für (18) und (19) verwendeten Stichproben zu prüfen, sei noch die aus (15) (durch Differentiation nach  $q$ ) dafür geltende allgemeine Bedingung angegeben:

$$2 b_1 v \approx c_1 \tan \alpha. \quad (22)$$

#### F) Die säkulare Änderung der erdmagnetischen Aktivität in den letzten 100 Jahren als Folge der Abnahme von $M$

In Abschnitt C) war bereits ausgeführt worden, daß für die von Mayaud (1973) eingeführte Maßzahl  $aa$  der erdmagnetischen Aktivität eine mehr als hundertjährige Zeitreihe vorliegt. Das Vorhaben, diese Zeitreihe zur Überprüfung der hier entwickelten Vorstellungen zu benutzen, beruht auf folgender Überlegung: Die bei weitem auffallendste Eigenschaft der Zeitreihe in bezug auf langzeitige Aktivitätsschwankungen ist erwartungsgemäß ihr Gang mit dem Sonnenfleckenzyklus, der hier störend auftritt. Er wird daher durch eine geeignete Filteroperation eliminiert. Wird die gleiche Operation auch auf die Sonnenfleckenrelativzahl  $R$  angewendet, so tritt in  $R$  die bekannte säkulare Änderung der Sonnenaktivität hervor, die vom Fleckenzyklus überlagert wird. In Ermangelung genügend langer Beobachtungsreihen für die Parameter des solaren Windes muß nun vorausgesetzt werden, daß die säkulare Änderung etwa von  $v$  und die von  $R$  ähnlich verlaufen. Daß dies offenbar innerhalb eines Fleckenzyklus nicht der Fall ist, ist kein Argument dagegen. Auch bei der erdmagnetischen Aktivität ist der Zusammenhang mit der säkularen Änderung von  $R$  anders als mit dem Verlauf von  $R$  in den einzelnen Zyklen. Dabei scheint die generelle Tendenz zu bestehen, daß eine lineare Korrelation um so besser wird, je länger der Zeitabschnitt ist, über den die zu korrelierenden Größen gemittelt worden sind.

Aus dem säkularen Verlauf von  $Aa$  und von  $R$  muß herausgefunden werden, welcher Anteil der Änderung von  $Aa$  der Sonne zuzuschreiben ist und welcher etwa verbleibende Rest auf die Abnahme des Dipolmomentes  $M$  zurückgeführt werden kann. Diese Trennung gelingt in anschaulicher Weise unter der Annahme, daß die gleiche säkulare Sonnenaktivität auch die gleiche erdmagnetische Aktivität zur Folge hat, daß also gleichen säkularen  $R$ -Werten gleiche säkulare  $Aa$ -Werte entsprechen sollten. Findet sich eine davon systematische Abweichung in  $Aa$ , so kann darin der Einfluß von  $M$  gesehen werden.

Dieser Einfluß läßt sich andererseits auch auf Grund der Modellvorstellungen des Abschnitts D) berechnen, wenn wieder von (15) ausgegangen wird. Mit dieser Beziehung wurde bisher der Einfluß des solaren Windes auf Polarlichtoval und Magneto-sphärenschweif untersucht, indem bei  $M = \text{const } r_T$  und  $\alpha$  als Funktionen von  $v$  bzw.  $q$  aufgefaßt worden sind. Jetzt soll zunächst nach der durch  $M(t)$  verursachten säkularen Änderung von  $r_T$  und  $\alpha$  gefragt werden unter der Annahme einer unveränderten Einwirkung des solaren Windes bzw. einer gleichbleibenden Sonnenaktivität. Damit wird der terrestrische Effekt vom solaren abgetrennt. Die Voraussetzung einer konstanten Einwirkung des solaren Windes bedeutet aber keineswegs  $v \equiv \text{const}$ , sondern daß die für einen hinreichend langen Zeitraum ermittelte Häufigkeitsverteilung von  $v$  als

repräsentativ für die heutigen Verhältnisse angesehen wird. Dieser Zeitraum sollte mehrere Sonnenfleckenzyklen lang sein, um die Eigenheiten eines einzelnen Zyklus möglichst auszuschalten. In diesem Sinne ist im folgenden die Zeitangabe  $t$  nicht auf eine bestimmte Phase eines bestimmten Fleckenzyklus bezogen; und die Zahlenwerte für solche Größen, die dem Fleckenzyklus unterliegen, sind ihre vom Zyklus unabhängigen mittleren, d. h. säkularen Werte zur Epoche  $t$ . Indem nun für ein vorgegebenes  $v$  aus dem Variationsbereich dieser Größe Gleichung (15) einmal für die Epoche  $t$  und einmal für die Gegenwart (mit den durch  $\tilde{r}_T$ ,  $\tilde{\alpha}$  und  $\tilde{M}$  bezeichneten Größen) hingeschrieben wird, folgt durch Eliminieren der Konstanten

$$\sin \alpha(t) = \frac{r_T(t)}{\tilde{r}_T} \sqrt{\frac{\tilde{M}}{M(t)}} \sin \tilde{\alpha} \quad (23)$$

Auch  $r_T$  ist hier als zeitlich variabel angesetzt worden, um die Konsequenzen der Annahme (16) weiterhin mitverfolgen zu können. Der hier favorisierten Annahme (20) entspricht in (23)  $r_T(t) = \tilde{r}_T$ .

Die Bestimmung der säkularen Änderung der erdmagnetischen Aktivität, zunächst für die Maßzahl  $q$ , folgt sofort durch Einsetzen von (18) in (23) und ergibt

$$q(t) = \frac{1}{b_1} \arcsin \left\{ \frac{r_T(t)}{\tilde{r}_T} \sqrt{\frac{\tilde{M}}{M(t)}} \sin (b_1 \tilde{q} + b_2) \right\} - \frac{b_2}{b_1} \quad (24)$$

Die Verwendung der Koeffizienten  $b_1$  und  $b_2$  unabhängig von  $t$  erfolgt auf Grund des Reziprokengesetzes. Dann besagt (24), daß ein heute beobachteter Störungsgrad  $\tilde{q}$  unter gleichen äußeren Bedingungen zur Epoche  $t$  als Störungsgrad  $q(t)$  beobachtet wird, wobei der Unterschied ausschließlich eine Folge der säkularen Änderung von  $M$  (und gegebenenfalls der dadurch verursachten Änderung von  $r_T$ ) ist. So kann für jeden der 28 Störungsgrade  $\tilde{q} = 0, 1, 2, \dots, 27$  der entsprechende Störungsgrad  $q_n(t)$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, 27$ , berechnet werden, wobei die  $q_n(t)$  im allgemeinen nicht mehr ganzzahlig sind.

Da die Veränderung der erdmagnetischen Aktivität als Ganzes durch (24) wenig übersichtlich beschrieben wird, empfiehlt sich der Übergang zum linearen Aktivitätsmaß  $Ap$ , wie er in Abschnitt C) angegeben worden ist. Dabei ist zu beachten, daß die Voraussetzung einer unveränderten Einwirkung des solaren Windes bzw. einer gleichbleibenden Sonnenaktivität jetzt nach (19) bedeutet, daß die gegenwärtig im langjährigen Mittel beobachtete Häufigkeitsverteilung der Kennziffer  $q$ , also  $h(\tilde{q})$ , der Form nach unverändert bleibt. Es verschiebt sich nur die Abszisse, und zwar so, daß für die durch (24) verknüpften Störungsgrade gilt

$$h(q_n(t)) = h(\tilde{q}) \text{ mit } \tilde{q} = n = 0, 1, 2, \dots, 27 \quad (25)$$

Die verwendete Häufigkeitsverteilung der  $\tilde{q}$  ist die der Abb. 2. Zur Berechnung von  $Ap$  muß dann noch entsprechend (5) für jeden aus (24) folgenden  $q$ -Wert die dazugehörige lineare Maßzahl  $ap$  bestimmt werden, wie dies Abb. 3 graphisch verdeutlicht.

Auch für  $a_p$  sind dabei nichtganzzahlige Werte zugelassen worden\*). Wird der aus Abb. 3 ersichtliche Definitionsbereich von  $q$  über- oder unterschritten, so gelten die Grenzwerte von  $a_p$ ; d. h. für ein aus (24) folgendes  $q > 27$  bleibt  $a_p = 400$  und für  $q < 0$  bleibt  $a_p = 0$ . Man erhält schließlich analog zu (5) das mittlere  $A_p$  zur Epoche  $t$  aus

$$A_p(t) = \sum_{n=0}^{27} h(q_n(t)) a_p(q_n(t)) \quad (26)$$

Falls erforderlich, kann  $A_p(t)$  nach (6) in  $A_a(t)$  umgerechnet werden.

Damit sind die beiden Prozeduren beschrieben, um die es sich in diesem Abschnitt handelt. Zur Eliminierung des Fleckenzyklus aus den Zeitreihen von  $R$  und  $A_a$  wurde ein numerisches Filter benutzt, das bei einer Filterlänge von 80 Jahren praktisch alle Harmonischen mit Perioden, die kleiner als 30 Jahre sind, unterdrückt, Harmonische mit Perioden, die größer als 60 Jahre sind, praktisch unverändert läßt und für den Zwischenbereich eine annähernd lineare Durchlaßcharakteristik besitzt. Das Ergebnis zeigt Abb. 7\*\*), in der die gefilterten Werte von  $A_a$  gegen die gefilterten Werte von  $R$  aufgetragen sind. Der zeitliche Verlauf der Kurve geht aus der Angabe einiger Epochen hervor. Das auffallendste Merkmal der Abbildung ist, daß die säkulare Änderung von  $A_a$  ganz überwiegend von der säkularen Änderung von  $R$  gesteuert wird. Deutlich ist aber auch die überlagerte systematische Zunahme von  $A_a$  zu erkennen, die als Folge der Abnahme von  $M$  in dieser Zeit zu erwarten war. Wie zuvor erläutert wurde, ist eine Abschätzung der Größe dieses Effektes am einfachsten aus den Unterschieden von  $A_a$  bei gleichem  $R$  möglich. Das Aussehen der Kurve läßt ein quasi-periodisches Verhalten von  $R$  vermuten, allerdings eher mit einer Periode von 110 Jahren als mit einer Periode von 80 Jahren, die sonst meistens in diesem Zusammenhang genannt wird. Extrapoliert man den Verlauf der Kurve in Abb. 7 so weit, daß die Differenz in  $A_a$  für ein festes  $R$  nach etwa 110 Jahren bestimmt werden kann, und reduziert das Ergebnis auf eine Änderung in 100 Jahren, so erhält man

$$\Delta A_a \approx 4/100 \text{ Jahre.}$$

Für die Berechnung der beiden aus dem Modell folgenden Werte wird im ersten Fall nach (17b)  $r_T(t)/\tilde{r}_T = (M(t)/\tilde{M})^{1/3}$  und im zweiten Fall nach (20)  $r_T(t) = \tilde{r}_T$  gesetzt. Die Änderung von  $M$  in den letzten 100 Jahren läßt sich aus (3) berechnen und führt auf den Quotienten  $\tilde{M}/M(t) = 0,95294$ . Der Rest der Rechnung ist bereits erläutert worden und ergibt

$$\frac{\Delta A_a}{100 \text{ Jahre}} = \begin{cases} 1 & \text{für } r_T \propto r_{St} \\ 3 & \text{für } r_T = \text{const} \end{cases}$$

\*) Die Berechnung von Zwischenwerten zwischen den durch die Zuordnung  $K_p \rightarrow a_p$  gegebenen diskreten Werten von  $a_p$  erfolgte durch Spline-Interpolation. Für die Ausführung der Rechnung danke ich Herrn Dr. R. Winter, Institut für Geophysik, Göttingen.

\*\*) Für die Überlassung dieser bisher nicht veröffentlichten Abbildung danke ich Herrn Dipl.-Phys. A. Gundel, Institut für Geophysik, Göttingen.

Ein Vergleich des aus der Analyse der Zeitreihe folgenden Ergebnisses mit den berechneten Werten zeigt zunächst einmal, daß der Effekt in der richtigen Größenordnung und mit dem richtigen Vorzeichen in den Beobachtungen ganz offenbar enthalten ist und nachgewiesen werden kann. Trotz mancher statistischer Unsicherheiten und vieler modellmäßiger Vereinfachungen darf darüber hinaus das Ergebnis so weit quantitativ interpretiert werden, daß auch hier der empirische Wert eher für die Annahme  $r_T = \text{const}$  spricht als für die Alternative (16). Insgesamt gesehen, ist eine Niveaushiftung von 3 bis 4 Einheiten im Jahrhundert ein Effekt, der bei der Behandlung des säkularen Ganges der erdmagnetischen Aktivität, wie sie sich in den Maßzahlen  $A_p$  und  $A_a$  äußert, keineswegs vernachlässigt werden kann. Dieser Effekt ist bisher weder erkannt, geschweige denn quantitativ bestimmt worden.

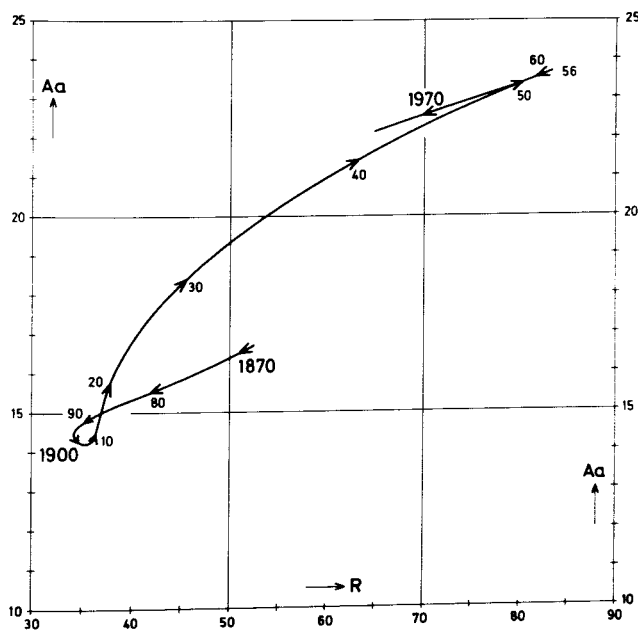


Abb. 7:

Zeitlicher Verlauf der (zur Eliminierung des Sonnenfleckenzyklus) gefilterten Zeitreihen der Maßzahl  $A_a$  der erdmagnetischen Aktivität und der Sonnenfleckenrelativzahl  $R$ . Weitere Angaben und Folgerungen aus dem Verlauf der Kurve im Text.

### G) Folgerungen aus der Schwankung von $M$ in den letzten $10^4$ Jahren

Die trotz der vorhandenen Ungenauigkeiten und Unsicherheiten in Abschnitt F) gefundene gute Übereinstimmung zwischen dem theoretischen und dem empirischen Ergebnis für die säkulare Änderung der erdmagnetischen Aktivität, wie sie aus der Zeitreihe der Maßzahl  $A_a$  resultiert, ermutigt dazu, auf die gleiche Weise die Auswirkungen der Schwankung von  $M$  in den letzten  $10^4$  Jahren abzuschätzen. Am Ende



des Abschnitts A) wurde bereits darauf hingewiesen, daß es neben dem leichter zu erbringenden Nachweis der Feldumkehrungen auch gelungen ist, mit paläo- und archäomagnetischen Methoden den Betrag von  $M$  in die Vergangenheit hinein zu verfolgen. Für das letzte Jahrzehntausend liegen eine Reihe solcher Untersuchungen vor, die sich in ihren Ergebnissen aber nicht systematisch voneinander unterscheiden.

Zur Veranschaulichung der Schwankung von  $M$  in dieser Zeitspanne ist im oberen Teil der Abb. 8 die Darstellung von Cox (1968) wiedergegeben, die nach Daten von P. J. Smith Mittelwerte von  $M$  für Zeitabschnitte von jeweils 500 Jahren enthält. Die durch die offenen Quadrate bezeichneten Werte besitzen infolge einer ungenügenden Anzahl von Beobachtungsdaten in den betreffenden Intervallen keine ausreichende statistische Sicherheit. Dennoch ist der Schluß auf eine quasi-periodische Schwankung von  $M$  nicht unvernünftig. Diese wird hier als reine Kosinusfunktion angesetzt, um besser verfolgen zu können, wie sich eine harmonische Variation von  $M$  in der erdmagnetischen Aktivität äußert. Angesichts der Unsicherheiten bei der Bestimmung von  $M$  ist die Anpassung der Kosinusfunktion ohne genaue Minimierung der Abweichungen vorgenommen worden. Der verwendete Ausdruck lautet:

$$M(t) = (8,5 + 3,5 \cos(\pi t / 3610)) \cdot 10^{25} \text{ Gauß cm}^3 \quad (27)$$

Wie in (3) ist dabei positives  $t$  = Jahreszahl A.D. und damit negatives  $t$  = Jahreszahl a. Chr. n.

Der punktierte Verlauf von  $M(t)$  in Abb. 8 bezeichnet die Extrapolation in die Zukunft bei Gültigkeit von (27). Einer solchen Entwicklung mit einem Wiederanstieg von  $M$  noch vor dem Jahr 4000 muß gegenwärtig mindestens eine ebenso große Wahrscheinlichkeit eingeräumt werden wie dem sich aus (3) anbietenden Schluß auf eine bevorstehende Feldumkehr.

Die Berechnung des mit  $M(t)$  nach (27) verbundenen Ganges der mittleren, d.h. über mehrere Sonnenfleckenzyklen gemittelten erdmagnetischen Aktivität, ausgedrückt in  $A_p$ , erfolgt nach (24) bis (26) in der gleichen Weise, wie dies im Abschnitt F) beschrieben worden ist. Wegen der geringeren Genauigkeit der Aussagen in diesem Abschnitt wurde lediglich die Zahl der Klassen in (26) auf 9 reduziert. Im unteren Teil der Abb. 8 ist der so gewonnene Verlauf von  $A_p$  dargestellt, und zwar wieder für die beiden Annahmen eines nach (16) bzw. (17b) variablen Schweifradius  $r_T \propto M^{1/3}$  und eines nach (20) konstanten Schweifradius  $r_T = \text{const.}$  Für den Unterschied zwischen beiden Aktivitätskurven ergibt sich im Minimum von  $M$  der Faktor 3,4 und im Maximum von  $M$  der Faktor 4,2. Nach den vorangegangenen Überlegungen und Ergebnissen sollte der zu  $r_T = \text{const.}$  gehörende Verlauf den tatsächlichen Verhältnissen am nächsten kommen. Der Unterschied zwischen Maximum und Minimum ist bei dieser Aktivitätskurve durch den erstaunlich großen Faktor 51 gegeben. Dabei wird wie in Abschnitt F) eine gleichbleibende Wirksamkeit der Sonne in der Anregung erdmagnetischer Störungen vorausgesetzt. Hinsichtlich der Schwankung von  $M$  selbst sei noch darauf aufmerksam gemacht, daß hier der Faktor von 2,4, um den das Maximum das Minimum übertrifft, recht genau dem Schwankungsbereich von  $v$  entspricht, in dessen Grenzen die empirische Beziehung (19) gültig ist. Im Sinne des Reziproengesetzes wird damit

der Geltungsbereich der verwendeten Gleichungen durch die Variation von  $M$  nach (27) nicht überschritten.

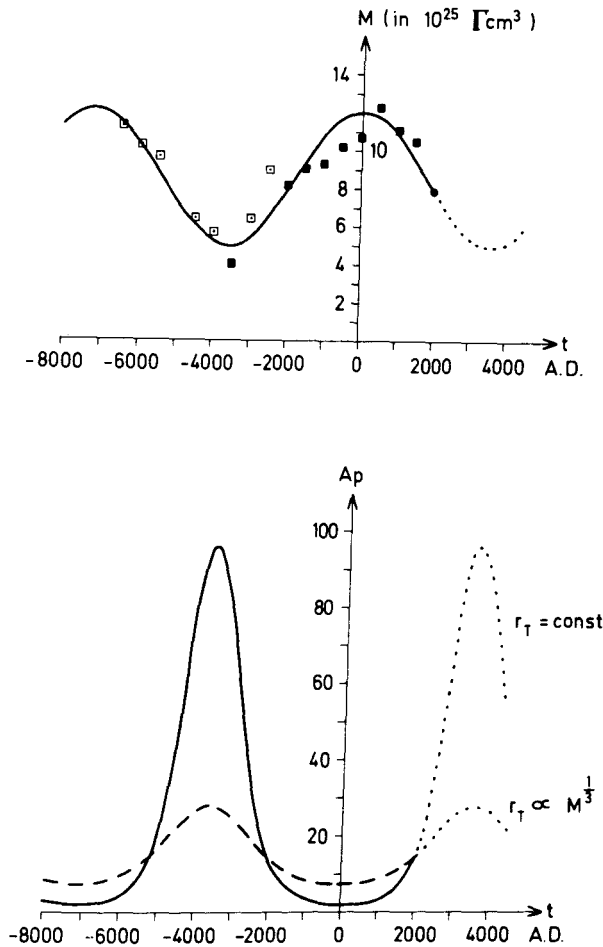


Abb. 8:

Angaben über die Schwankung des Dipolmomentes  $M$  des erdmagnetischen Hauptfeldes in den letzten  $10^4$  Jahren (nach Cox, 1968) und näherungsweise Darstellung dieser Schwankung durch eine Kosinusfunktion (oben); Auswirkung der Schwankung von  $M$  auf das Langzeitverhalten der mit der Maßzahl  $A_p$  erfaßten erdmagnetischen Aktivität, unterschieden nach den beiden im Text erörterten Annahmen über den Schweifradius  $r_T$  (unten). Punktuelle Linien sind Extrapolationen in die Zukunft.

Der weiteren Erörterung des in Abb. 8 wiedergegebenen Ergebnisses dienen die beiden letzten Abbildungen: In Abb. 9 ist die sich in Lage- und Formänderung äußernde Reaktion der Magnetosphäre auf die Schwankung von  $M$  in einem vereinfachten Mittag-Mitternacht-Querschnitt dargestellt. Ändert sich  $M$  nach (27), so pulsiert die Magnetopause im langjährigen Mittel je nach der verwendeten Annahme über  $r_T$  in einem der schraffierten Bereiche. Die obere Darstellung gehört zu der Annahme  $r_T = \text{const}$ , die untere Darstellung zu  $r_T \propto M^{1/3}$ . Im ersten Fall tritt also nur eine translatorische Bewegung in der solar-antisolaren Richtung auf, während diese Bewegung im zweiten Fall mit einer zusätzlichen Kompression bzw. Expansion der Magnetosphäre verknüpft ist. Die mittlere Kurve in beiden schraffierten Bereichen gibt in diesem Modell den gegenwärtigen Verlauf der Magnetopause wieder, auf den die durch  $M$  verursachten Änderungen bezogen sind. Der Vergleich von Abb. 9 mit dem unteren Teil von Abb. 8 zeigt den auf den ersten Blick paradox erscheinenden Zusammenhang, daß zur schwachen Reaktion der Magnetosphäre die starke Änderung der erdmagnetischen Aktivität gehört ( $r_T = \text{const}$ ) und umgekehrt. Die Erklärung für dieses Verhalten war schon im Abschnitt E) angedeutet worden, wonach bei einer Magnetosphäre, die zwar ihre Lage, nicht jedoch auch noch ihre Form ändert, jede Änderung der Feldstärke im Schweif – als Folge eines variierenden Außendruckes – ausschließlich aus einer Vergrößerung oder Verkleinerung des Polarlichtovals resultieren muß. Je größer aber die Verschiebung des Polarlichtovals ist, desto größer ist nach (18) die Änderung

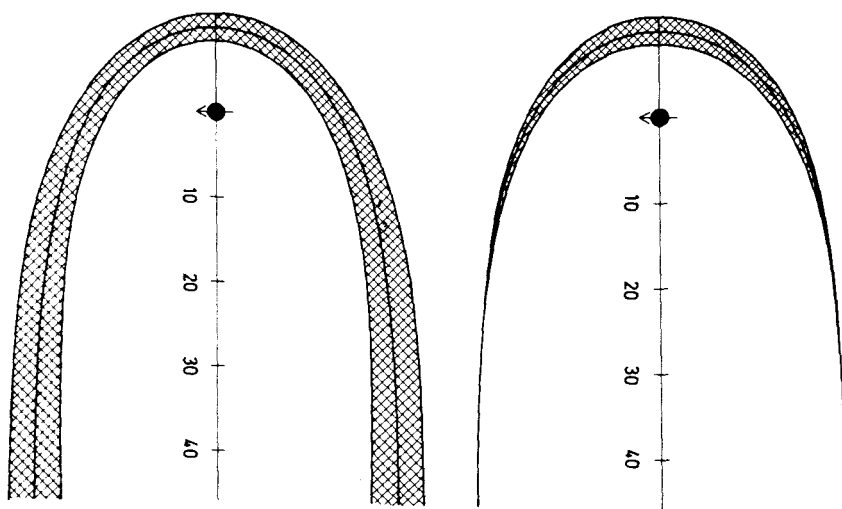


Abb. 9:

*Säkularer Schwankungsbereich der Magnetopause im schematisch stark vereinfachten Mittag-Mitternacht-Querschnitt als Auswirkung der Schwankung von  $M$  entsprechend Abb. 8, oben:  
 obere schraffierte Fläche unter der Annahme  $r_T = \text{const}$ ;  
 untere schraffierte Fläche unter der Annahme  $r_T \propto M^{1/3}$ .  
 Entfernungsangaben in Erdradien.*

der erdmagnetischen Aktivität. Dieser Sachverhalt kann jetzt umgekehrt dazu benutzt werden, um aus den berechneten Aktivitätsänderungen die dazugehörigen Schwankungsbereiche des mittleren Öffnungswinkels des Polarlichtovals zu bestimmen. Dazu brauchen nur die Extremwerte von  $A_p$ , wie sie aus Abb. 8 zu ersehen sind, entsprechend Abb. 3 in das  $q$ -Maß transformiert zu werden, womit nach (18) die dazugehörigen Werte für  $\alpha$  gefunden werden können. Das ergibt für

$$r_T = \text{const: } 15,5^\circ \leq \alpha \leq 24,6^\circ$$

$$r_T \propto M^{1/3}: 18,1^\circ \leq \alpha \leq 21,1^\circ$$

Dabei ist mit  $\alpha$  wieder ein über mehrere Sonnenfleckenzyklen gemittelter Wert gemeint. Die gleiche Rechnung für den gegenwärtigen Wert ergibt  $\alpha = 19,4^\circ$ . Wichtiger noch als die absoluten Werte ist bei diesem Ergebnis der Unterschied in den Schwankungsbreiten um den Faktor 3.

Um die Stärke der erdmagnetischen Aktivität zu verdeutlichen, die die in Abb. 8 auftretenden  $A_p$ -Werte beinhalten, wird in Abb. 10 zum Vergleich der Gang der erdmagnetischen Aktivität während der letzten vier Sonnenfleckenzyklen wiedergegeben. Eingezeichnet ist der Verlauf von  $A_p$  auf der Grundlage sich halbjährlich überlappender Jahresmittel dieser Maßzahl, zentriert jeweils um den Beginn und die Mitte eines Jahres. In der gleichen Weise ist der Gang der Sonnenaktivität durch Jahresmittel der Sonnenfleckenrelativzahl  $R$  dargestellt. Aus den Abbildungen 8 und 10 läßt sich sofort ablesen,

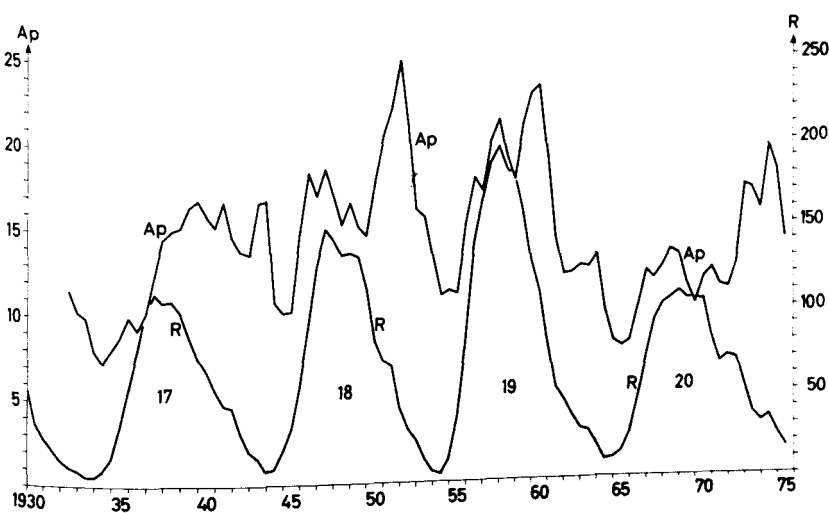


Abb. 10:

Verlauf der Sonnenaktivität nach der Relativzahl  $R$  und der erdmagnetischen Aktivität nach der Maßzahl  $A_p$  während der letzten vier Zyklen. Die Kurven basieren auf sich halbjährlich überlappenden Jahresmittelwerten beider Maßzahlen.

daß der Schwankungscharakter des säkularen Verlaufs von  $A_p$  bei variablem Schweifradius etwa der Änderung der Jahresmittel von  $A_p$  in der Gegenwart während eines kräftigen Fleckenzyklus entspricht, daß aber die Variationsbreite des säkularen Störungscharakters bei konstantem Schweifradius alle bisherigen Erfahrungen mit langzeitigen Aktivitätsschwankungen in einem ungeahnten Ausmaß übersteigen müßte. Selbst wenn dieses Resultat in der quantitativen Aussage der Abb. 8 noch korrigiert werden müßte, was bei Verwendung eines verbesserten Modells durchaus der Fall sein kann, so bleibt doch das Ergebnis, daß bei einer allgemeinen Betrachtung der säkularen Änderung der erdmagnetischen Aktivität die Veränderlichkeit des erdmagnetischen Hauptfeldes ein so maßgeblicher Faktor ist, daß er in Rechnung gesetzt werden muß.

#### H) Schlußbemerkungen

Die abschließende Feststellung des vorangegangenen Abschnitts bedeutet eine weitere Komplizierung der Aufgabe, mit den derzeitigen Kenntnissen einen Überblick über den Langzeitcharakter der erdmagnetischen Aktivität zu gewinnen. Zweifellos äußern sich in den bekannten zeitlichen Störungen des Erdmagnetfeldes primär bestimmte Eigenheiten der Sonnenaktivität. Diese werden aber mit der für säkulare Betrachtungen allein verfügbaren Zeitreihe der Sonnenfleckenzahl nur unvollkommen erfaßt. Ein Blick auf Abb. 10 zeigt bereits, daß sich der Fleckenzyklus zwar im Großen in der von  $A_p$  angegebenen Intensität und Häufigkeit der erdmagnetischen Störungen widerspiegelt, daß andererseits aber kein eindeutiger Zusammenhang zwischen  $R$  und  $A_p$  besteht. Insbesondere widerspricht das sich erst spät bei abnehmender Sonnenaktivität entwickelnde serotine Maximum der erdmagnetischen Aktivität, das mit der Zeitreihe der  $A_a$  auch in den vorausgehenden Zyklen 11 bis 16 nachgewiesen werden kann, einer einfachen Korrelation von  $R$  mit  $A_p$ . Der Verlauf der beiden Kurven deutet eher darauf hin, daß sich in  $A_p$  der Einfluß von mindestens zwei Komponenten äußert, von denen eine dem Gang von  $R$  folgt, während die zweite sich eher gegenläufig dazu verhält. Eine entsprechende Eigenschaft der als Quelle für den verstärkten solaren Wind diskutierten koronalen Löcher wäre eine mögliche Erklärung für die Existenz dieser zweiten Komponente.

Diese Bemerkungen, die bereits über das eigentliche Thema dieser Untersuchung hinausgehen, sollen nur andeuten, wie schwierig es ist, Sonnenaktivität und erdmagnetische Aktivität auch nur im Ablauf eines Fleckenzyklus in einen einsehbaren Zusammenhang zu bringen. Darüber hinaus gibt es empirische Belege dafür, daß weitere zyklische Schwankungen der Sonnenaktivität bis hin zu einer Quasi-Periode von 100 Jahren vorkommen können (Eddy, 1976). Es spricht alles dafür, daß auch sie das Auftreten erdmagnetischer Störungen beeinflussen. Fraglich ist, ob und wie sich etwa das Modell der beiden gegenläufigen Komponenten auf die länger andauernden Schwankungen übertragen läßt. Eine oberflächliche Betrachtung der Abb. 7 läßt vermuten, daß nach Abzug des von  $M(t)$  verursachten terrestrischen Effektes die parallele Änderung von  $R$  und  $A_a$  bei dieser etwa 100jährigen Periode bei weitem überwiegt. Dieses Verhalten braucht aber nicht typisch für alle langperiodischen Schwankungen

zu sein, da eine über längere Zeit fleckenfreie Sonne wie im Maunder Minimum in der zweiten Hälfte des 17. Jahrhunderts auch besonders günstige Bedingungen für die Emission eines verstärkten solaren Windes bieten und damit mit erhöhter erdmagnetischer Aktivität gekoppelt sein könnte. Dagegen spricht allerdings die deutliche Abnahme der Häufigkeit von Polarlichtern in dieser Zeit.

Mit dem Blick auf diese, zum Teil noch wenig bekannten solaren Faktoren, die das überschaubare säkulare Verhalten der erdmagnetischen Aktivität in erster Linie bestimmen, muß das Hauptergebnis der vorliegenden Untersuchung darin gesehen werden, daß auch die Reaktion des Erdmagnetfeldes auf die Wirkung des solaren Windes kein konstanter Faktor ist, sondern daß das erdmagnetische Hauptfeld mit der Änderung seiner Stärke zugleich seine Störanfälligkeit gegen die solare Korpuskularstrahlung in einem solchen Ausmaß verändert, daß dies bereits der entscheidende Faktor für das Langzeitverhalten der Aktivität für Zeitabschnitte von einigen tausend Jahren sein könnte. Das nach Abb. 8 mögliche starke Anwachsen der erdmagnetischen Aktivität im kommenden Jahrtausend ist dafür ein beachtenswerter Testfall.

### Literatur

- Akasofu, S.-I., Chapman, S.: Solar-terrestrial physics. Oxford 1972.
- Bartels, J.: The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation described for use in correlation studies in other geophysical fields. *Ann. Intern. Geophys. Year 4*, 227–236, 1957.
- Chubb, T. A., Hicks, G. T.: Observations of the aurora in the far ultraviolet from OGO 4. *J. Geophys. Res.* 75, 1290–1311, 1970.
- Cox, A.: Lengths of geomagnetic polarity intervals. *J. Geophys. Res.* 73, 3247–3260, 1968.
- Eddy, J. A.: The Maunder minimum. *Science* 192, 1189–1202, 1976.
- Fanslau, G. (Herausg.): Geomagnetismus und Aeronomie III: Über das aus dem Erdinnern stammende Magnetfeld. Berlin 1959.
- Gauß, C. F.: Intensitas vis magneticae terrestis ad mensuram absolutam revocata; 1832. Gauß' Werke V, 81–118, herausgegeben v. d. Königl. Ges. Wissensch. Göttingen 1867.
- Gauß, C. F.: Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus; 1838. Gauß' Werke V, 121–193, herausgegeben v. d. Königl. Ges. Wissensch. Göttingen 1867.
- Gilbert, W.: De magnete, magneticisque corporibus, et de magno magnete tellure physiologia nova. London 1600.
- Hurley, J.: Interaction of a streaming plasma with the magnetic field of a two-dimensional dipole. *Phys. Fluids* 4, 854–958, 1961.
- Kertz, W.: Einführung in die Geophysik II: Obere Atmosphäre und Magnetosphäre. Mannheim 1971.
- Mayaud, P. N.: A hundred year series of geomagnetic data 1868–1967: Indices aa, storm sudden commencements. *IAGA Bulletin* No. 33, Paris 1973.
- McDonald, K. L., Gunst, R. H.: An analysis of the earth's magnetic field from 1835 to 1965. ESSA Technical Report IER 46 – IES 1, Boulder, Col., 1967.
- Poevlein, H.: The earth's magnetosphere. *Handb. Physik* 49/4 (Geophysik 3/4), 7–113, 1972.
- Rosenbauer, H., Grünwaldt, H., Montgomery, M. D., Paschmann, G., Sckopke, N.: Heos 2 plasma observations in the distant polar magnetosphere: The plasma mantle. *J. Geophys. Res.* 80, 2723–2737, 1975.

- Siebert, M.*: Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität. Handb. Physik 49/3 (Geophysik 3/3), 206–275, 1971.
- Siscoe, G. L., Chen, C.-K.*: The paleomagnetosphere. J. Geophys. Res. 80, 4675–4680, 1975.
- Snyder, C. W., Neugebauer, M., Rao, U. R.*: The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. J. Geophys. Res. 68, 6361–6370, 1963.
- Strangway, D. W.*: History of the earth's magnetic field. New York 1970.
- Voigt, G.-H.*: Ein mathematisches Magnetosphärenmodell mit sechs unabhängigen physikalischen Parametern. Dissertation Naturw. Fak. T.U. Braunschweig 1976.
- Zawalick, E. J., Cage, A. L.*: Frequency tables of the geomagnetic index Kp, 1932–1970. J. Geophys. Res. 76, 7009–7012, 1971.